

# 5 Modellierung des Primärzerfalls

In diesem Kapitel wird das im Rahmen der Arbeit entwickelten *EPEB* Modell (engl: *Enhanced Primary Energetic Breakup*) beschrieben. Es ist eine Weiterentwicklung des von Schott [82] für die Dieseldirekteinspritzung entwickelten *PEB* Modells (engl. *Primary Energetic Breakup*).

Die Aufgabe des Primärzerfallsmodells ist es, den Übergang von der turbulenten und kavitierenden Düsenströmung in das dichte düsennahe Tropfenkollektiv zu beschreiben. Dabei müssen sämtliche Startbedingungen der gebildeten Tropfen für die anschließende Spraysimulation berechnet werden.

Abbildung 5.1 zeigt die Kopplung zwischen Düse und Spray bei der Gesamtsimulation, welche den direkten Einfluss der Düsengeometrie auf die Tropfeneigenschaften ermöglicht. Ausgangspunkt ist die vorangehende 3D CFD Berechnung der Düsenströmung, bei der die örtlich und zeitlich aufgelösten Strömungsinformationen vom Düsenaustritt in einer Datei abgespeichert werden. Diese Daten werden vom Primärzerfallsmodell eingelesen, um den Ort, die Geschwindigkeit und die Größe der initialisierten Tropfen für die folgende Sprayrechnung zu bestimmen.

## 5.1 Grundideen vom *PEB* Modell

Beim *PEB* Modell von Schott[82] wird der düsennahe Strahlzerfall unter Berücksichtigung der Turbulenz und der Sekundärgeschwindigkeiten am Düsenaustritt berechnet. Der Zerfall durch aerodynamische Kräfte wird durch ein nachfolgendes Sekundärzerfallsmodell explizit berücksichtigt. Das *PEB* Modell basiert auf folgenden Grundideen:

- 1.) Der Strahlzerfall beginnt am Rand eines dichten Kerns durch eine kontinuierliche Abspaltung. Der Strahlkern wird durch *Primärligamente*<sup>1</sup> abgebildet, welche neben ihren Tropfeneigenschaften die örtlich aufgelösten Daten vom Strömungszustand zum Initialisierungszeitpunkt am Düsenaustritt mitführen.
- 2.) Diese Daten beeinflussen die Abspaltung von *Sekundärtropfen*<sup>2</sup>. Jedem Sekundärtropfen

<sup>1</sup>Das Präfix 'Primär' impliziert, dass diese *parcel* direkt am Düsenaustritt initialisiert werden. Das Wort 'Ligament' drückt aus, dass die Flüssigkeit dieser *parcel* in einer beliebigen Form vorliegt. Damit sollen der dichte zusammenhängende Kern und die nicht sphärischen flüssigen Ligamente in Düsennähe abgebildet werden. Der Durchmesser der Primärligamente ist lediglich eine charakteristische Größe, welche zur Berechnung von Masse und Impuls verwendet wird.

<sup>2</sup>Das Präfix 'Sekundär' soll verdeutlichen, dass diese *parcel* aus dem Abspaltungsprozess der Primärligamente stammen. Das Wort 'Tropfen' soll ausdrücken, dass es sich dabei um sphärische Ligamente handelt. Diese Annahme basiert darauf, dass die Sekundärtropfen typischerweise deutlich kleiner sind und daher durch die Oberflächenspannung schnell die energetisch optimale Kugelform mit minimaler Oberfläche erreichen.

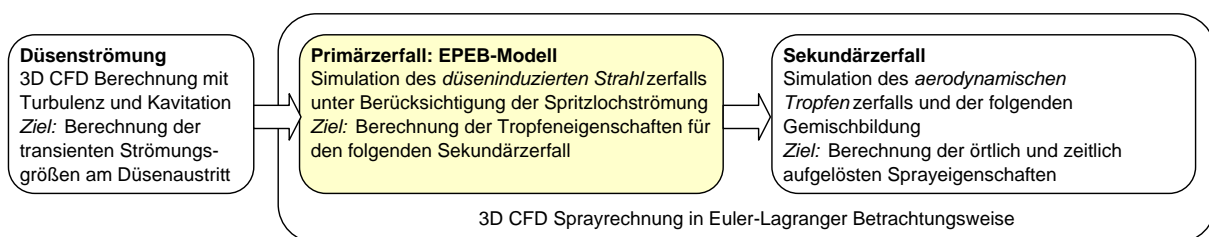


Abb. 5.1: Einbindung des Primärzerfallsmodells in die Gesamtsimulation

wird ein örtlicher Bereich des Primärligamentes mit lokalen Strömungseigenschaften zugeordnet. Damit können die *lokalen* und *transienten* Strömungseigenschaften über die Abspaltung auf das Spray übertragen werden.

3.) Die lokalen Geschwindigkeiten aus der Düsenströmung werden direkt auf die Sekundärtropfen übertragen. Wirbelstrukturen in der Düse führen damit zu erhöhten Quergeschwindigkeiten der Sekundärtropfen und verbreitern das Spray. Die lokale Turbulenzintensität am Düsenaustritt intensiviert ebenfalls den Zerfall durch eine zusätzliche Quergeschwindigkeit.

4.) Die Durchmesser der Sekundärtropfen sind abhängig vom lokalen turbulenten Längenmass. Dabei wird eine volumenbasierte Dualität zwischen einer zylinderförmigen Anfangsform und einer sich ausbildenden Kugelform verwendet. Sowohl der Durchmesser als auch die Länge des Zylinders entsprechen dem Spritzlochdurchmesser. Abgespalten werden Volumina, deren Länge dem Zylinder entspricht und deren Grundflächen in Abhängigkeit vom turbulenten Längenmaß berechnet wird. Diese Annahme basiert auf der Idee, dass größere turbulente Wirbel zu größeren Tropfen führen.

Schott zeigt, dass das *PEB* Modell mit nur einem Parameter in der Lage ist, einen befriedigenden Abgleich bei verschiedenen dieseltypischen Druckrandbedingungen zu gewährleisten. Ansatzpunkte für Modellverbesserungen sind die eingeschränkten Randbedingungen (*stationäre* Düsenströmung *ohne* Kavitation) und die Ergebnisqualität (bimodale Tropfengrößenverteilung, Penetration).

## 5.2 Erweiterungen zum *EPEB* Modell

Mit den experimentellen Erfahrungen an den Prinzipdüsen und nach ausgiebiger Erprobung des *PEB* Modells sind die in Tabelle 5.1 gegliederten Erweiterungen integriert worden. Das bisher auf stationäre Düsenströmungsrechnungen ausgelegte Modell bietet in der *EPEB* Version die Möglichkeit, auch transiente Strömungsinformationen zu verarbeiten. Damit können die transienten Effekte zu Beginn und am Ende einer Einspritzung besser erfasst werden. Gleichzeitig werden instationäre Asymmetrien während der Haupeinspritzung durch die impulserhaltende Berechnung der Geschwindigkeit auf das Spray übertragen. Die Primärligamente werden nach dem Zufallsprinzip auf der Düsenaustrittsfläche initialisiert, um eine überhöhte Masse auf der Spritzlochachse durch eine Initialisierung im Zentrum zu vermeiden. Bei transienten Strömungen kann es am Anfang der Einspritzung zu lokalen Rückströmungen am Düsenaustritt kommen. Durch eine Modellerweiterung haben stets alle Tropfen positive Austrittsgeschwindigkeiten.

Die typische Eindringtiefe der Primärligamente ist von deutlich weniger als ein Spritzlochdurchmesser beim *PEB* Modell auf mehrere Spritzlochdurchmesser erhöht worden. Diese Erweiterung ist zum einen durch experimentelle Untersuchungen [38] und zum anderen durch folgende Überlegungen motiviert. In Düsennähe existieren sowohl große Primärligamente als auch kleine Sekundärtropfen. Erstere sind für die Penetration durch den Impulseintrag und Letztere für die Verdampfung von Bedeutung.

Durch Kavitation im Spritzloch kann lokal ein Gasvolumenanteil am Düsenaustritt entstehen. Um diese Zweiphasenströmung zu berücksichtigen, wird die reduzierte Dichte durch einen erhöhten Gasvolumenanteil für die Berechnung der abgespaltenen Masse verwendet. Einseitige Kavitation am Düsenaustritt führt dadurch zu reduzierter Tropfenzahl auf der zugehörigen Seite. Durch die freien Oberflächen in der zweiphasigen Düsenströmung beginnt der Strahlzerfall praktisch bereits im Spritzloch. Dieser direkte verbesserte Zerfall wird durch eine erhöhte Quergeschwindigkeit dieser Sekundärtropfen modelliert.

Um zusätzlich den chaotischen Prozess beim Strahlzerfall besser abzubilden, werden die berechneten Quergeschwindigkeiten zufällig gewichtet. Damit wird ein Hohlkegelspray bei einer Spritzlochströmung mit örtlich konstantem Turbulenzgrad, ohne Kavitation und ohne Quergeschwindigkeiten vermieden.

Tab. 5.1: Unterschiede zwischen dem PEB Modell von Schott [82] und dem EPEB Modell

		<b>PEB</b>	<b>EPEB</b>
Name		Primary Energetic Breakup	Enhanced Primary Energetic Breakup
Allgemein	Autor	Schott	Stahl
	Jahr	2007	2008
	Strömungsberechnung in der Düse (3D CFD)	Stationär	Transient
	Kavitation	Ohne	Mit
Initialisierung Primärligament	Ort	Mittelpunkt der Düsenaustrittsfläche	Zufallspunkt auf Düsenaustrittsfläche
	Richtung	Spritzlochachse, Impulserhaltend in 1D	Impulserhaltend in 3D
	Sonstiges		Berücksichtigung lokaler Rückströmgebiete
Zerfall in Sekundärtropfen	Typische Zerfallslänge	Deutlich kleiner als Spritzlochdurchmesser	Mehrere Spritzlochdurchmesser
	Abgespaltene Masse	Basierend auf konstanter Dichte	Mit reduzierter Masse im Bereich der Kavitation
	Komponenten der Quergeschwindigkeit	Sekundärströmung und restliche turbulente kinetische Energie (TKE)	Sekundärströmung, steuerbarer Anteil der restlichen TKE und der Kavitation, Abbildung als chaotischer Prozess
	Tropfendurchmesser	Aus turbulenter Längenskala mit volumenbasierter Umrechnung bzw. beim Übergang/Abbruch aus Spritzlochdurchmesser und abgespaltenem Volumen	Proportional steuerbar zur relevanten turbulenten Längenskala

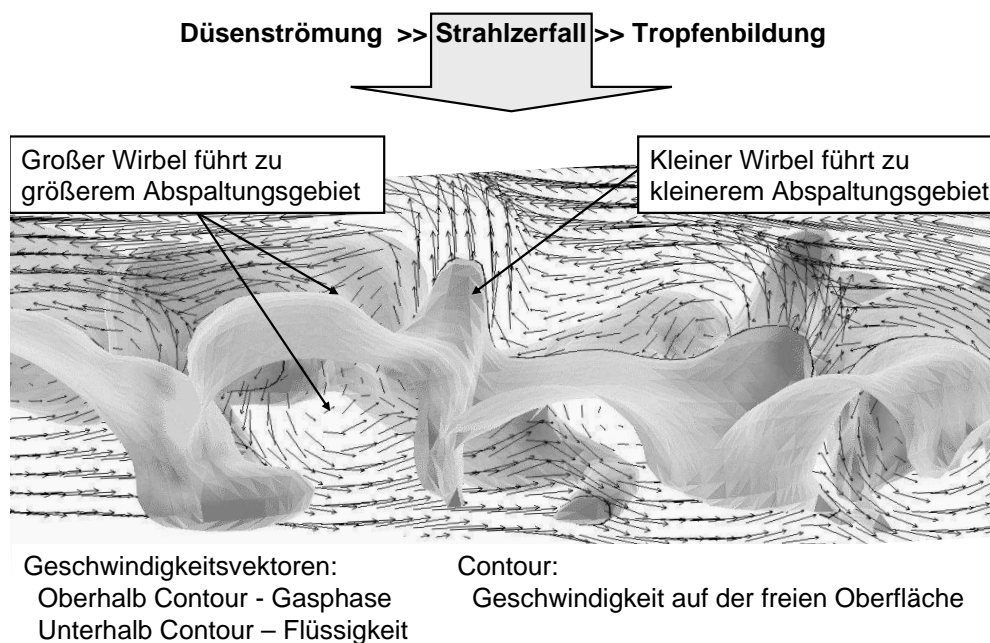


Abb. 5.2: Einfluss der Wirbelgröße im flüssigen Kern auf die Größe der abgespaltenen Ligamente

Die Berechnung der Tropfengrößen aus der turbulenten Längenskala erfolgt im Gegensatz zum *PEB* Modell direkt proportional. Dadurch wird eine transparente und direkte Kopplung zwischen Wirbelgröße und Tropfendurchmesser erreicht. Der entscheidende Vorteil dabei ist, dass die Abspaltung und der finale Übergang den gleichen Modellansatz verwenden. Im *PEB* Modell wird der Übergang vom Primärligament zum Sekundärtropfen durch unterschiedliche Kriterien festgelegt. Bei diesem Übergang bleibt, je nach Abbruchkriterium, eine Restfläche für den zukünftigen Sekundärtropfen, welche tendenziell größer als die zuvor abgespaltenen Flächenanteile ist. Da diese Restfläche direkt in die Berechnung der Sekundärtropfendurchmesser eingeht, kommt es beim *PEB* Modell zu Bimodalitäten in der Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung.

Um beim *EPEB* Modell mit der direkten Kopplung zwischen lokaler turbulenter Längenskala und Sekundärtropfendurchmesser erfolgreich zu sein, müssen kleine turbulente Längenskalen aus folgenden drei Gründen erhöht werden.

**A.)** Die turbulente Längenskala geht durch den Ansatz des Turbulenzmodells an der Wand gegen Null und ist daher stets am Tropfenrand minimal. Ihr Absolutwert wird stark von der numerischen Diskretisierung in Wandnähe, aber nicht von der Winkelposition oder der Kernströmung beeinflusst. Diese Werte sind charakteristisch für die Gitterauflösung an der Wand und das Turbulenzmodell, aber nicht für die Spritzlochströmung.

**B.)** Die turbulenten Längenskalen am Tropfenrand in der äußersten Zellschicht sind alle gleich groß. Die Markierungsradien der untersten Zellschicht sind damit auch alle gleich groß. Kommt es erneut zur Abspaltung an einer ähnlichen Winkelposition, so gelangt der Algorithmus zumeist in die Zellschicht, welche ungefähr dem Markierungsradius entspricht. Liegt dieser Wandabstand in der Grenzschicht, haben wieder alle Zellen eine ähnlich große turbulente Längenskala. Dies führt zu bevorzugten Größenklassen im Bereich der kleinen Tropfendurchmesser und damit zu multimodalen Tropfengrößenverteilungen.

**C.)** Die Modellvorstellung für den Abspaltungsprozess entspricht Ergebnissen aktueller numerischer Untersuchungen [107, 84, 91, 51, 62]. Die großen Wirbelstrukturen führen zur Abspaltung von Ligamenten, während kleine Wirbel dafür nicht relevant sind.

Abbildung 5.2 zeigt die Oberfläche des flüssigen Strahlkerns bei einer Simulation von Sinclair [84] und legt folgende Hypothese nahe. Die lokale turbulente Längenskala repräsentiert eine

lokale energiereiche Wirbelgröße, welche die Größe der Auswüchse an der Oberfläche des Strahls beeinflusst. Diese Auswüchse wachsen an, trennen sich vom Strahlkern ab, bilden Ligamente und ändern letztlich ihre Form zu sphärischen Tropfen. Entscheidend für die Tropfendurchmesser sind also die energiereichen großen Wirbel in der Kernströmung.

### 5.3 Modellbeschreibung

Die Initialisierung der Primärligamente erfolgt masse- und impulserhaltend zur transienten Strömung am Düsenaustritt nach folgendem Schema.

#### 5.3.1 Initialisierung der Primärligamente

1.) Für die Initialisierung des Primärligaments  $i$  werden die lokalen Strömungsdaten der Zellen  $j$  am Düsenaustritt eingelesen. Dafür wird dieser Wert aus der zeitlich diskretisierten Düsenströmungsrechnung vor und nach dem aktuellen Zeitpunkt  $k = 1$  und  $2$  interpoliert. Die lokalen Strömungsdaten beinhalten die Position  $\vec{x}_j$ , die Geschwindigkeit  $\vec{u}_{k,j}$ , die Dichte der Flüssigkeit bzw. der Gasphase  $\rho^f$  bzw.  $\rho^g$ , den Gasvolumenanteil  $gva_{k,j}$ , die Fläche der Zelle  $A_j$ , die turbulente kinetische Energie  $k_{k,j}$  und ihre Dissipation  $\varepsilon_{k,j}$ .

2.) Anschließend werden diese Daten örtlich über die Düsenaustrittsfläche  $A^{SL}$  gemittelt und zeitlich interpoliert, um Strömungsdaten zum Zeitpunkt  $t$  der Initialisierung zu berechnen. Dazu gehören unter anderem der Massenfluss  $\dot{m}_i$ , die Geschwindigkeit  $\vec{u}_i$ , der Impuls  $\vec{u}_i m_i$  sowie die Reynolds- bzw. Weber Zahl  $Re_i$  bzw.  $We_i$  des Primärligaments  $i$ .

3.) Als nächstes wird das Primärligament auf einem Punkt der Düsenaustrittsfläche  $\vec{x}^{SL}$  mit einem Tropfendurchmesser  $D^{PL}$  initialisiert, welcher dem Spritzlochdurchmesser  $D^{SL}$  entspricht:

$$\vec{x}^{PL} = \vec{x}^{SL} \quad (5.1)$$

$$D^{PL} = D^{SL}. \quad (5.2)$$

Für die Massen- und Impulserhaltungen während der Abspaltung wird jeder Zelle  $j$  des Primärligaments  $i$  eine Masse  $m_{i,j}^{PL}$  und eine relative Geschwindigkeit  $\vec{u}_{i,j}^{PL}$  zugeordnet:

$$m_{i,j}^{PL} = \Delta t A_j \rho^f (1 - gva_{i,j}) (\vec{u}_{i,j}^{DS} \bullet \vec{n}^{SL}) / n_i^{PL} \quad (5.3)$$

$$\vec{u}_{i,j}^{PL} = \vec{u}_{i,j}^{DS} - \vec{u}_i^{PL}. \quad (5.4)$$

Dabei werden der Gasvolumenanteil  $gva_{i,j}$ , die Anzahl der initialisierten *parcel*  $n_i^{PL}$  je Zeitschritt  $\Delta t$ , die lokale Geschwindigkeit der Düsenströmung  $\vec{u}_{i,j}^{DS}$  und die Spritzlochrichtung  $\vec{n}^{SL}$  berücksichtigt. Die Gleichung 5.3 basiert auf der Annahme, dass die Dichte der Gasphase im Vergleich zur Dichte der Flüssigkeit vernachlässigbar ist. Das Primärligament wird dann mit der Masse  $m_i^{PL}$ , der Geschwindigkeit  $\vec{u}_i^{PL}$  und der Anzahl Tropfen pro *parcel*  $n_i^{TPP}$  initialisiert:

$$m_i^{PL} = \sum_{j \in A^{SL}} m_{i,j}^{PL} \quad (5.5)$$

$$\vec{u}_i^{PL} = \Delta t \sum_{j \in A^{SL}} m_{i,j}^{PL} \vec{u}_j / m_i^{PL} \quad (5.6)$$

$$n_i^{TPP} = \frac{\rho^f \pi / 6 D^{SL3}}{m_i^{PL}}. \quad (5.7)$$

Im Primärzerfallsmodell werden diese Daten in einer separaten Struktur gespeichert. Die örtliche Diskretisierung wird vom Gitter der Düsenströmung übernommen.

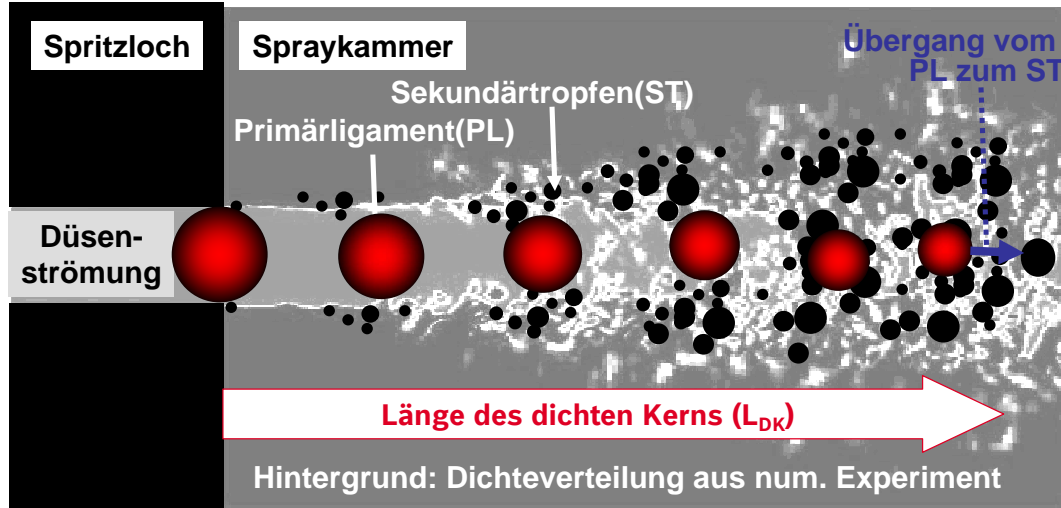


Abb. 5.3: Schematische Darstellung des Zerfallsprozesses der Primärligamente (PL) innerhalb des dichten Kerns

4.) Als Erweiterung zum *PEB* Modell werden lokale Rückströmgebiete impuls- und masseerhaltend für die Abspaltung deaktiviert. Damit werden Sekundärtropfen mit Geschwindigkeiten in die Düse hinein vermieden.

5.) Die lokale turbulente Längenskala wird aus der turbulenten kinetischen Energie  $k_j$  und ihrer Dissipation  $\epsilon_j$  mit der Gleichung

$$L_j^t = k_j^{1.5} / \epsilon_j \quad (5.8)$$

berechnet. In Abhängigkeit vom Parameter  $C_1$  werden die kleinsten dieser lokalen Längenskalen durch höhere naheliegende Längenskalen ersetzt, bis der durch  $C_1$  angegebene Masseanteil erreicht ist.

Der aerodynamische Zerfall der Primärligamente wird nicht berechnet. Dies basiert auf der Annahme, dass die Differenzgeschwindigkeit zwischen Primärligament und Gasphase im dichten Spray vernachlässigbar ist. Die Abbremsung der Primärligamente durch den Impulsaustausch mit der Gasphase wird berücksichtigt, ist aber durch die großen Tropfendurchmesser gering.

### 5.3.2 Abspaltung der Sekundärtropfen

Vom Rand des Primärligamentes werden Sekundärtropfen abgespalten. Ihr Durchmesser ist proportional zu einer lokalen Wirbelgröße und ihre Quergeschwindigkeit ist abhängig von lokalen Geschwindigkeiten, der Turbulenz und der Kavitation.

Abbildung 5.3 zeigt eine schematische Darstellung des Zerfallsprozesses. In jedem Zeitschritt werden so viele Sekundärtropfen abgespalten, dass mit einer massenbasierten Abschätzung eine zuvor festgelegte Zerfallslänge<sup>3</sup> erreicht wird. Diese wird proportional zur empirischen Aufbruchslänge nach Gleichung 2.4 von Hiroyashu und Arai [38] mit

$$L_{DK} = C_4 D^{SL} \left( 1 + 0.4 \frac{R_{EL}}{D^{SL}} \right) \left( \frac{p_K}{\rho_L (u^{SL})^2} \right)^{0.05} \left( \frac{L^{SL}}{D^{SL}} \right)^{0.13} \left( \frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.5} \quad (5.9)$$

berechnet. Die Zerfallslänge erhöht sich also mit vergrößertem Spritzlochdurchmesser  $D^{SL}$ , mit vergrößertem Einlaufradius  $R_{EL}$ , mit steigender Turbulenz durch verkleinerte Kavitationszahl  $p_K / \rho_L (u^{SL})^2$ , mit verlängertem Spritzloch  $L^{SL}$  und mit reduzierter Gasdichte der Kammer  $\rho_g$ .

<sup>3</sup>Die Zerfallslänge entspricht der Länge des dichten Kerns  $L_{DK}$

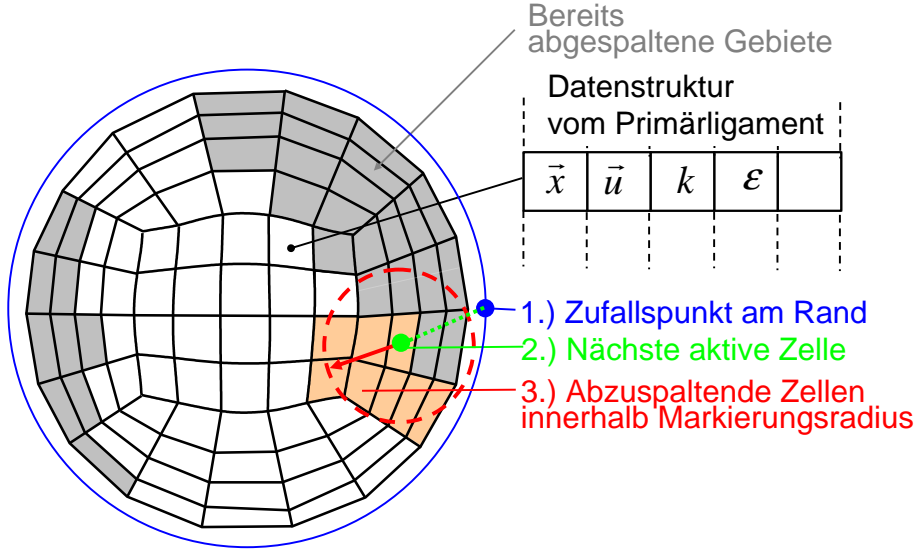


Abb. 5.4: Schematische Darstellung des Gitters am Düsenaustritt, welches mit den Primärligamenten gespeichert wird und später für die Markierung der abzuspaltenden Bereiche dient

Über den Parameter  $C_4$  kann die Zerfallslänge gesteuert werden. Setzt man den Parameter  $C_4 = 7$ , so entspricht sie der Aufbruchslänge nach Gleichung 2.4. Am Ende der Zerfallslänge geht das Primärligament in einen Sekundärtropfen über, dessen Tropfendurchmesser ebenfalls proportional zur lokalen turbulenten Längenskala ist. Die Abspaltung erfolgt nach folgendem Schema:

1.) Für den Zerfall des Primärligaments wird zuerst ein Bereich markiert, dessen Masse zur Abspaltung eines Sekundärtropfens zur Verfügung steht. Abbildung 5.4 zeigt eine schematische Darstellung des Rechengitters am Düsenaustritt. Dieses Gitter wird mit dem Primärligament gespeichert und für den Zerfallsprozess verwendet. Zuerst wird von einer zufällig ausgewählten Position am Rand des ursprünglichen Primärligamentes (blauer Punkt) aus die nächste aktive Zelle (grüner Punkt) gesucht. Von da aus werden weitere aktive Zellen innerhalb des Markierungsradiuses  $R_j^{mark}$  für eine potenzielle Abspaltung (rot) markiert. Der Markierungsradius berechnet sich proportional zur lokalen turbulenten Längenskala unter Verwendung der Konstanten  $C_6$  mit

$$R_j^{Mark} = C_6 \frac{k_j^{1.5}}{\epsilon_j} = C_6 L_j^t. \quad (5.10)$$

2.) Die Masse des potenziellen Sekundärtropfens  $m^{ST}$  berechnet sich aus der Summe der Massen  $m_{i,j}^{PL}$  mit

$$m^{ST} = \sum_{j \in ST} m_{i,j}^{PL}. \quad (5.11)$$

Damit werden Kavitationsgebiete durch eine reduzierte Masse berücksichtigt.

3.) Der potenzielle Sekundärtropfen erhält einen Geschwindigkeitsbetrag in Querrichtung  $|\vec{u}_E^{ST}|$

aus der Energie der lokalen Turbulenz  $E_{turb}$  und der Oberflächenspannung  $E_\sigma$ <sup>4</sup> durch

$$E_\sigma^\alpha = \pi \sigma^f n_{TP}^\alpha (D^\alpha)^2 \quad \alpha \in ST, PLa, PLn \quad (5.12)$$

$$E_{turb} = C_3 \sum_{j \in ST} k_j m_j^{rel} \quad (5.13)$$

$$E_{rest} = E_\sigma^{PLa} + E_{turb} - E_\sigma^{PLn} - E_\sigma^{ST} \quad (5.14)$$

$$|\vec{u}_E^{ST}| = \sqrt{\frac{2 E_{rest}}{m^{ST}}} . \quad (5.15)$$

Für die Umwandlung der turbulenten kinetischen Energie steht nur der Anteil zur Verfügung, welcher eine Wirbelgeschwindigkeit in Querrichtung darstellt. Die Konstante  $C_3$  repräsentiert diesen Anteil und sollte daher zwischen 0 und 1 liegen. Ist die Energiebilanz negativ  $E_{rest} < 0$ , so wird die Abspaltung an einer anderen Position versucht oder es findet im aktuellen Zeitschritt keine Abspaltung statt.

4.) Für die Berücksichtigung der zusätzlichen freien Oberflächen am Düsenaustritt durch die Kavitation kann sich die turbulente Quergeschwindigkeit  $\vec{u}_E^{ST}$  abhängig vom Gasvolumenanteil  $\overline{gva}$  erhöhen. Letzterer berechnet sich flächengewichtet mit

$$\overline{gva} = \sum_{j \in ST} (A_j gva_j) / \sum_{j \in ST} A_j \quad (5.16)$$

und wirkt abhängig von der in Abschnitt 5.4 numerisch hergeleiteten Funktion  $f(\overline{gva})$ .

5.) Aus den lokalen Relativgeschwindigkeiten der markierten Zellen ergibt sich mit

$$\vec{u}_{rel} = |\vec{u}^{PL}| / |\vec{u}_{Init}^{PL}| \sum_{j \in ST} (m_{i,j}^{PL} \vec{u}_j) / \sum_{j \in ST} m_{i,j}^{PL} . \quad (5.17)$$

eine weitere Komponente der Quergeschwindigkeit. Da diese lokalen Geschwindigkeiten vom Düsenaustritt bis zur Abspaltung im Modell konstant gehalten werden, wird durch den Quotienten aus der aktuellen und der initialisierten Geschwindigkeit  $|\vec{u}^{PL}| / |\vec{u}_{Init}^{PL}|$  eine sinnvolle Reduktion gewährleistet. Damit bleiben die relativen Quergeschwindigkeiten, welche den Spraykegelwinkel verursachen, über die Zerfallslänge konstant.

6.) Die Gesamtgeschwindigkeit des Sekundärtropfens  $\vec{u}^{ST}$  berechnet sich aus der aktuellen Geschwindigkeit des Primärligaments  $\vec{u}^{PL}$  und den unter 3.) bis 5.) vorgestellten Komponenten der Quergeschwindigkeit mit

$$\vec{u}^{ST} = \vec{u}^{PL} + \chi[0..1] (\vec{u}_{rel} + \vec{e}_{\perp SL} |\vec{u}_E^{ST}| (1 + C_5 f(\overline{gva}))) . \quad (5.18)$$

Da es sich bei der Zerstäubung um einen chaotischen Prozess handelt, wird nur ein Teil dieser Energie in Quergeschwindigkeiten umgesetzt. Durch eine Zufallszahl zwischen Null und Eins  $\chi[0..1]$  wird dies in Gleichung 5.18 mit einer Gleichverteilung gewährleistet.

7.) Der Durchmesser der Sekundärtropfen ergibt sich aus den flächengewichteten turbulenten Längenskalen der markierten Zellen mit

$$D^{ST} = C_2 \sum_{j \in ST} \left( A_j \frac{k_j^{1.5}}{\varepsilon_j} \right) / \sum_{j \in ST} A_j . \quad (5.19)$$

Im Gegensatz zum *PEB* Modell hat der Parameter  $C_2$  aber keinen Einfluss auf den abzuspaltenden Flächenanteil, da dieser mit dem Parameter  $C_6$  separat gesteuert wird. Daraus ergeben

<sup>4</sup>Diese werden für das Primärligament vor und nach der Abspaltung (*PLa* bzw. *PLn*) und für den entstehenden Sekundärtropfen (*ST*) berechnet



sich zwei Vorteile. Erstens lassen sich über den Parameter  $C_2$  direkt die entstehenden Tropfengrößen beeinflussen. Zweitens handelt es sich beim Parameter  $C_6$  um einen numerischen Parameter, der die Anzahl der entstehenden Sekundärparcel und damit die örtliche Auflösung der Düsenströmungsdaten bestimmt.

8.) Zur Erhaltung von Masse und Impuls beim Zerfallsprozess wird der charakteristische Durchmesser  $D^{PL}$  und die Geschwindigkeit  $\bar{u}^{PL}$  des Primärligaments angepasst.

9.) Damit das Primärligament die Zerfallslänge erreicht, werden in jedem Zeitschritt so viele Sekundärtropfen abgespalten, bis die aktuelle Restmasse des Primärligamentes  $m_{akt}^{PL}$  gerade dafür ausreicht. Durch einen linearen Ansatz ergibt sich das Kriterium

$$\frac{m_{akt}^{PL}}{m_{init}^{PL}} < \frac{L_{DK} - L^{PL}}{L_{DK}} \quad (5.20)$$

für eine Beendigung des Zerfalls im aktuellen Zeitschritt. Dabei ist  $m_{init}^{PL}$  die Masse des Primärligaments zum Zeitpunkt der Initialisierung und  $L^{PL}$  der aktuelle Abstand des Primärligaments von der Düse.

10.) Besitzt ein potenziell entstehender Sekundärtropfen mehr Masse als das potenziell entstehende Primärligament nach der Abspaltung, so ist ungefähr die Zerfallslänge erreicht. Dann wird das Primärligament in einen Sekundärtropfen umgewandelt. Dazu wird die restliche Energie aus der Turbulenz nach Gleichung 5.14 in eine zusätzliche Quergeschwindigkeit nach Gleichung 5.18 umgewandelt. Der Tropfendurchmesser wird aus Gleichung 5.19 berechnet und für den Masseerhalt wird die Anzahl Tropfen pro parcel  $n^{TpP}$  angepasst.

## 5.4 Einfluss vom Gasvolumenanteil auf den Strahlzerfall

Die experimentellen Ergebnisse in Abschnitt 2.1.2 zeigen, dass Kavitation den Strahlzerfall verbessern kann. Nach den theoretischen Überlegungen in Abschnitt 2.2.3 unterscheidet man zwischen direkten und indirekten Einflüssen. Die Dynamik bei der Bildung und dem Kollaps von Kavitationsblasen kann die Turbulenz erhöhen, welche dann den Strahlzerfall verbessert. Gleichzeitig existieren durch Kavitationsblasen freie Oberflächen in der Düsenströmung, so dass der Zerfall bereits in der Düse beginnt und der Strahlzerfall intensiviert wird.

Die Messungen an der Prinzipdüse bestätigen den verbesserten Strahlzerfall, wenn Gaskavitationsblasen das Spritzloch verlassen. In Übereinstimmung mit der Literatur [85, 89] wird festgestellt, dass dieser positive Effekt auf niedrige Gasvolumenanteile beschränkt ist. Bei einsetzendem *partial hydraulic flip* oder beim Extremfall der Superkavitation verschlechtert sich der Strahlzerfall. Im Rahmen dieser Arbeit wird daher der Ansatz verfolgt, dass der positive Einfluss des Gasvolumenanteils auf den Strahlzerfall proportional zur freien Oberfläche am Düsenaustritt intensiviert wird.

Ein Spray zeichnet sich durch eine extrem vergrößerte Oberfläche der Flüssigkeit aus. Ohne Kavitation befindet sich die gesamte freie Oberfläche am Düsenaustritt am Rand des Strahls. Kavitiert die Düsenströmung, so können am Düsenaustritt viele kleine Kavitationsblasen vorliegen. In dieser Mehrphasenströmung existieren zusätzliche freie Oberflächen und der Strahlzerfall hat praktisch schon in der Düse begonnen. Verstärkt sich die Kavitation, so bilden sich aus den vielen kleinen Blasen größere Blasen oder sogar ein Kavitationsfilm. Damit reduziert sich jedoch die zusätzliche freie Oberfläche und der positive Einfluss auf den Strahlzerfall wieder. Um dieses Verhalten abzubilden, wird in Anlehnung an die Perkolationstheorie<sup>5</sup> folgendes numerische Experiment auf Basis der Knotenperkolation simuliert.

1.) Die würfelförmigen Zellen eines 3D Gitters werden durch eine Wahrscheinlichkeitsverteilung besetzt, welche dem lokalen Gasvolumenanteil entspricht. Ob ein Feld besetzt wird oder leer

<sup>5</sup>Die Perkolationstheorie (engl. percolation - die Durchsickerung) beschreibt das Ausbilden von zusammenhängenden Gebieten (Gruppenbildung) bei zufallsbedingtem Besetzen von Strukturen

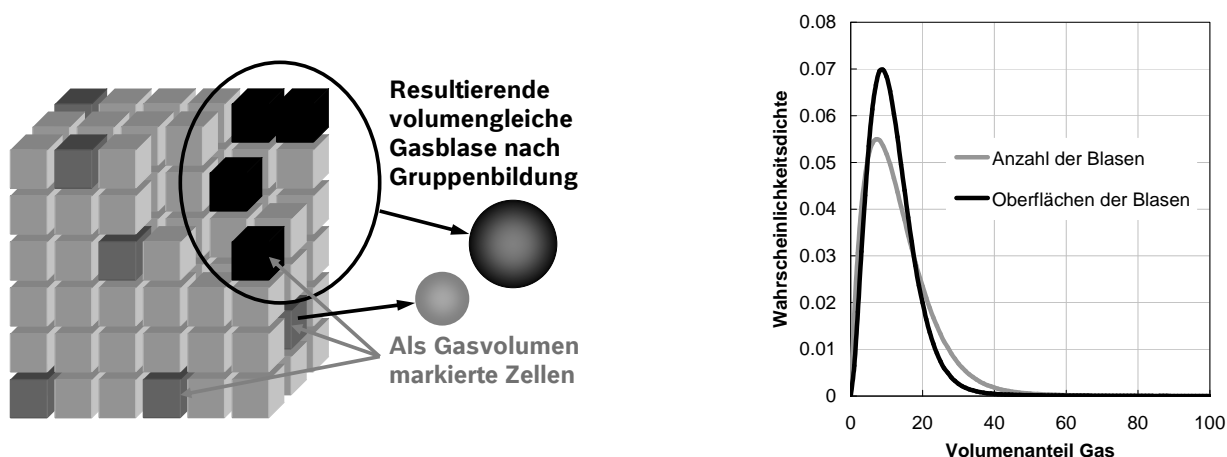


Abb. 5.5: Perkolations-theorie: Links Schema der Markierung und Gruppenbildung an einem exemplarischen Ausschnitt des Gitters, Rechts: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der vorhandenen freien Oberflächen über dem Gasvolumenanteil

bleibt, ist unabhängig von der Besetzung der Nachbarfelder. Des Weiteren wird das Gitter so groß gewählt, dass Randeffekte vernachlässigt werden können.

2.) Abhängig von der gegebenen Verteilung werden Gruppen auf dem Gitter gebildet, indem sich besetzte Zellen in unmittelbarer Nachbarschaft zusammenschließen. Dieses Verhalten soll die Blasenbildung durch die Oberflächenspannung beschreiben. Die Blasen werden umso größer sein, je größer die Wahrscheinlichkeit zur Besetzung eines Feldes ist.

Abbildung 5.5 links zeigt exemplarisch das Schema der Markierung und Gruppenbildung an einem Ausschnitt des Gitters. Abbildung 5.5 rechts zeigt die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Blasenanzahl und Blasenoberfläche über dem Gasvolumenanteil.

Die Randeffekte sind bei dem verwendeten Gitter mit 0,8 Mio. Zellen vernachlässigbar. Nach der Suche zusammenhängender Zellen bilden sich Gruppen, welche die Kavitationsblasen repräsentieren. Berechnet man die Oberfläche einer sphärischen Blase mit gleichem Volumen, so erhält man nach statistischer Auswertung die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der freien Oberflächen in Abhängigkeit vom Gasvolumenanteil. Das Ergebnis zeigt deutlich, dass die maximale zusätzliche freie Oberfläche bei einem relativ geringen Gasvolumenanteil von  $gva_{MaxO} \approx 9\%$  vorliegen. Dies wird durch die starke Gruppenbildung bei höherem Gasvolumenanteilen verursacht.

Diese bisher mikroskopische Betrachtungsweise wird im *EPEB* Modell verwendet, um den Einfluss des lokalen Gasvolumenanteils am Düsenaustritt auf den Strahlzerfall zu modellieren. Aus der 3D CFD Simulation der Düsenströmung liegt eine örtlich aufgelöste Wahrscheinlichkeitsdichte für einen Gasvolumenanteil am Düsenaustritt vor. Die auf eine normierte Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion  $f(gva)$  wird in Gleichung 5.18 zur Erhöhung der Quergeschwindigkeit der Sekundärtropfen verwendet und intensiviert damit den turbulenten Strahlzerfall.

## 5.5 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

Mit dem *EPEB* Primärzerfallsmodell werden aus dem lokal und zeitlich aufgelösten Strömungszustand am Düsenaustritt die Tropfeneigenschaften berechnet. Dabei repräsentieren die abgespaltenen Sekundärtropfen jeweils einen örtlichen und zeitlichen Bereich der Strömung. Die enge Kopplung der Strömungssimulationen in der Düse und im Spray ermöglicht eine Vorhersagbarkeit der Sprayeigenschaften bei vorgegebener Düsengeometrie und definierten Druckrandbedingungen.

Die Anzahl der Modellparameter ist so gering wie möglich gehalten, um eine hohe Anwender-

freundlichkeit zu bieten und die Vorhersagbarkeit zu gewährleisten. Andererseits gibt es so viele Parameter, dass man die Effekte, welche den Primärzerfall beeinflussen, unterschiedlich wichten kann.  $C_1$  bzw.  $C_2$  beeinflussen die Tropfengrößenverteilung,  $C_3$  bzw.  $C_5$  steuern die Spraybreite in Abhängigkeit von der Turbulenz bzw. der Kavitation und mit  $C_4$  bzw.  $C_6$  kann der düsennahe Dampfanteil berücksichtigt bzw. die Anzahl der *parcel* angepasst werden. Die Parameterwerte und die damit erzielten Sprayergebnisse werden im folgenden Kapitel vorgestellt.

## 6 Strömungssimulation

Die Spraysimulation mit dem *EPEB* Primärzerfallsmodell benötigt die Strömungsinformationen am Düsenaustritt. Nach einem kurzen Grundlagenteil werden daher die Innenströmungen einer Prinzipdüse und zweier Dieseldüsen untersucht. Die folgenden Sprayrechnungen unter Dieselbedingungen zeigen einen erfolgreichen Abgleich mit Messdaten, zwei Vorausberechnungen, eine Sensitivitätsanalyse der Modellparameter und die Unabhängigkeit von numerischen Parametern. Im letzten Abschnitt wird das Spray der Prinzipdüse simuliert und mit Messdaten aus dem Kapitel 4 verglichen. Für die Simulationen werden kommerzielle 3D-CFD Löser verwendet. Die Strömung in den Düsen wird mit CFX 10.0 [16] und das Spray mit FIRE 8.4 [25] berechnet.

### 6.1 Grundlagen Düsenströmung

Für die Berechnung der Tropfeneigenschaften verwendet das *EPEB* Primärzerfallsmodell den örtlich und zeitlich aufgelösten Strömungszustand am Düsenaustritt. Dazu gehören neben den Geschwindigkeiten in Haupt- und Querrichtung auch Informationen über die Turbulenz und den Dampfanteil. Daher sind bei der 3D CFD Simulation der Düsenströmung geeignete Modellierungsansätze für die Kavitation und für die Turbulenz zu verwenden. Im folgenden Abschnitt werden unterschiedliche Ansätze gegliedert, diskutiert und auf ihre Eignung für Strömungssimulationen von Druckzerstäuberdüsen bewertet.

#### 6.1.1 Turbulenz

Ist die örtliche und zeitliche Diskretisierung ausreichend um auch die kleinsten Wirbelstrukturen aufzulösen, so spricht man von einer *Direkten Numerischen Simulation (DNS)*. Mit steigender Reynoldszahl erhöht sich der benötigte Aufwand. Für DNS von Strömungen in Dieseldüsen benötigt man sehr hohe Rechenleistungen und DNS Solver haben sich im industriellen Umfeld bisher nicht durchgesetzt.

Um mit vermindertem Aufwand die turbulenten Eigenschaften einer Strömung abzubilden, kann man die Turbulenz modellieren. Bei der *Large Eddy Simulation (LES)* werden nur die großen Wirbel aufgelöst. Im Gegensatz dazu werden kleinskalige Wirbel modelliert, da diese in erster Näherung als regellos, kurzlebig, energiearm und isotrop betrachtet werden können. Die minimal aufgelöste Wirbelgröße ist stets größer als eine diskrete Zelle, so dass die Ergebnisse aus LES Rechnungen eine prinzipbedingte Gitterabhängigkeit aufweisen. Außerdem benötigen sie deutlich längere Rechenzeiten als die nachfolgend beschriebenen statistischen Berechnungsmethoden. Verwendet man die *Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS)* Gleichungen, so ergibt sich das 'Schließungsproblem der Turbulenz'. Mit der Annahme von Boussinesq wird dieses Problem gelöst, indem die Turbulenz wie eine erhöhte Viskosität wirkt. Durch die vereinfachten Gleichungen reduziert sich der Rechenaufwand, so dass dieser Ansatz zur Berechnung technischer Strömungen stark verbreitet ist.

Nach der Anzahl der Transportgleichungen unterscheidet man zwischen Null-, Ein- und Zweigleichungsmodellen. Für die Berücksichtigung von 3D Geometrien sind besonders die Zweigleichungsmodelle geeignet. Beim  $k$ - $\epsilon$  Modell werden Bestimmungsgleichungen für die turbulente kinetische Energie ( $k$ ) und ihrer Dissipation ( $\epsilon$ ) gelöst. Dieser Ansatz ist weit verbreitet und eignet sich für Strömungen, bei denen wandnahe Reibungseffekte einen geringen Einfluss haben. Viskose

Effekte in der Wandgrenzschicht müssen durch separate *Low Reynolds* Modelle berücksichtigt werden. Weitere bekannte Probleme vom Standard  $k$ - $\epsilon$  Modell sind eine Überproduktion der Turbulenz in Staupunkten und der isotrope Ansatz bei großskaligen Wirbelstrukturen.

Beim  $k$ - $\omega$  Modell wird statt der Dissipation die Dissipationsrate ( $\omega$ ) modelliert. Diese bestimmt, wieviel Energie pro Zeit von den großen zu den kleinen Wirbeln transportiert wird. Dieses Modell kann die viskosen Grenzschichteffekte besser wiedergeben, da die Dissipationsrate an der Wand nicht gegen Null geht. Daher ist es für verzögerte Grenzschichten und abgelöste Strömungen besser geeigneter als das  $k$ - $\epsilon$  Modell. Ein bekanntes Problem des  $k$ - $\omega$  Modells ist die starke Abhängigkeit von der Aussenturbulenz.

Das *Shear-Stress-Transport* (*SST*) Modell verbindet die beiden letzteren Modellierungsansätze durch eine Übergangsfunktion (engl. *blending function*). Diese wechselt in Bereichen niedriger Reynoldszahlen vom  $k$ - $\epsilon$  Modell zum  $k$ - $\omega$  Modell und versucht die Vorteile beider Modelle zu vereinen. Die empirisch ermittelten Übergangsfunktionen zwischen den beiden Modellen sind unter konkreten Randbedingungen ermittelt worden und verwenden den dimensionslosen Wandabstand  $y^+$ . Ersteres lässt die Allgemeingültigkeit offen und letzteres kann in komplexen Geometrien zu unerwünschten Effekten führen. Mit der durchgängigen Modellierung von der Kernströmung bis in die Wandgrenzschicht können realitätsnähere Simulationsergebnisse als mit Wandfunktionen erwartet werden. Wie bei allen Zweigleichungsmodellen wird die Wirbelviskosität durch den fehlenden Transport der turbulenten Schubspannungen tendenziell überschätzt.

Im Gegensatz zu diesen Zweigleichungsmodellen haben *Reynolds Spannungs Modelle* (*RSM*) einen höherwertigen Ansatz. Sie verwenden statt dem Wirbelviskositätsmodell Transportgleichungen zur Berechnung der turbulenten Schwankungsterme. Dieser Ansatz ist aufgrund der exakten Formulierung der turbulenten Produktionsrate allgemeingültiger und kann zum Beispiel Effekte vom Auftrieb oder von der Rotation berücksichtigen. Dadurch ergeben sich theoretisch Vorteile bei Strömungen mit Nicht-Gleichgewichtseffekten oder stark gekrümmten Stromlinien. Der numerische Aufwand steigt allerdings durch die zusätzlichen Transportgleichungen stark an. Daher liegen weniger Erfahrungen als bei den Zweigleichungsmodellen vor und der Einfluss der Modellparameter ist nicht so gut getestet. In technischen Anwendung hat sich gezeigt, dass die Vorhersagefähigkeit oft nicht den Zweigleichungsmodellen überlegen sind, so dass der zusätzliche Aufwand oft gescheut wird.

### 6.1.2 Kavitation

Bei der Modellierung der Kavitation in 3D CFD Rechnungen kann man die Position der Grenzflächen entweder exakt berechnen oder, in so genannten *Kontinuumsmodellen*, lediglich die Dichte anpassen. In ersterer Gruppe unterscheidet man zwischen der *Interface Tracking* Methode und der *Front Capturing* Methode.

Beim *Interface Tracking* werden masselose Markerpartikel mit der Strömung transportiert und ihre Informationen später auf das Gitter interpoliert. Damit können auch Kavitationsstrukturen kleiner als die Gitterweite aufgelöst werden. Fragmentbildung, Koaleszenz oder mit der Strömung transportierte Kavitationsstrukturen können mit diesem Ansatz nicht dargestellt werden, so dass er für Düsenströmungen ungeeignet erscheint.

Zum *Front Capturing* gehört die weit verbreitete *Volume of Fluid* (*VOF*) Methode. Dabei wird der Volumenanteil in jeder Zelle berechnet und nachfolgend werden die Grenzflächen durch aufwendige Rekonstruktions-Algorithmen dargestellt. Für die Auflösung von Kavitationsblasen sind typischerweise mindestens zehn Zellen erforderlich. Daher ist die Strömungsberechnung in Dieseldüsen aus Gründen der Rechenzeit und Speicherkapazität nicht praxistauglich.

Bei den *Kontinuumsmodellen* werden die Blasengrößen und -formen nicht exakt berechnet. Bei Einfluidmodellen betrachten man nur ein künstliches Fluid, dessen Dichte zwischen der Dampf- und der Flüssigkeitsdichte liegt. Die Dichte kann durch eine barotrope Zustandsgleichung gelöst

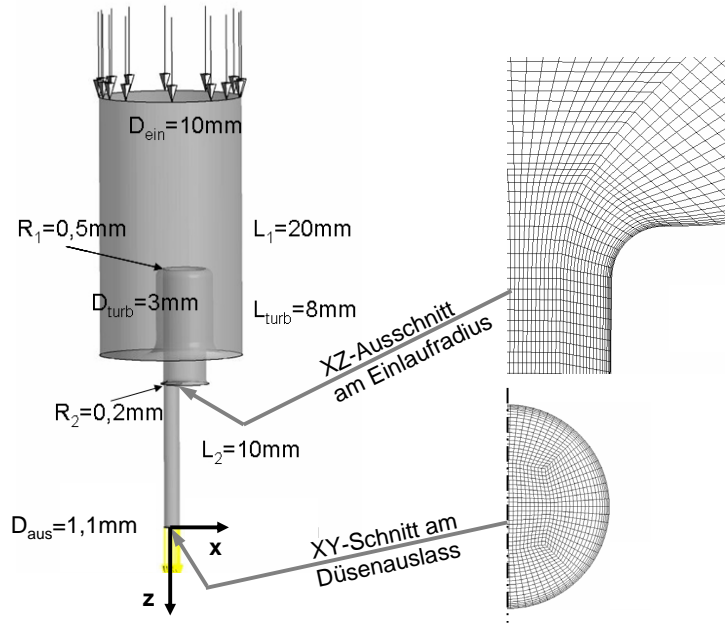


Abb. 6.1: Simulierter Strömungsbereich der Prinzipdüse B mit Störkörper und Ausschnitte des Gitters am Einlaufradius und am Düsenauslass [90]

werden, welche die gesamte Physik der Kavitation wiedergeben muss. Nachteilig ist neben dem sehr vereinfachten Ansatz das ungenügend modellierte Zusammenspiel von Turbulenz und Kavitation.

Alternativ werden auch Zweifluidmodelle verwendet, bei denen ein vollständiger Satz *RANS* Gleichungen für jede Phase berechnet wird. Diese Modelle verwenden zumeist eine vereinfachte **Rayleigh-Plesset** (*RP*) Gleichung zur Beschreibung der Kavitationsdynamik und damit zur Berechnung der Massenaustauschterme. In Abhängigkeit vom lokalen Druck wechselt das Medium dadurch seine Phase zwischen flüssig und gasförmig. Dieser Ansatz eignet sich zur Berechnung großskaliger Strömungen mit Blasen kavitation, wie sie in Dieseldüsen zu finden sind. Im Rahmen dieser Arbeit wird für Berechnungen der Kavitation ein Zweifluidmodell verwendet, welches detailliert in [16] beschrieben ist.

## 6.2 Simulationsergebnisse Düsenströmung

### 6.2.1 Prinzipdüse

Eine Strömungssimulation der Prinzipdüse ist von Spehr [90] unter Berücksichtigung der experimentellen Randbedingungen durchgeführt worden. Ziel der Untersuchungen war die Bereitstellung der Strömungsdaten am Düsenaustritt für die Spraysimulation mit dem *EPEB* Modell. Im folgenden werden die Randbedingungen und die gewonnenen Erkenntnisse in Kurzform dargestellt.

Abbildung 6.1 links zeigt die Geometrie des simulierten Strömungsbereiches, welcher der Prinzipdüse B mit Störkörper entspricht. Rechts sind Ausschnitte des Gitters am Einlaufradius und am Düsenauslass dargestellt. Das Gitter besteht aus 2.5 Millionen Zellen und erreicht damit einen dimensionslosen Wandabstand von  $y^+ \approx 1$ . Als Einlassbedingung wird ein laminares Geschwindigkeitsprofil am Düseneingang mit einem Turbulenzgrad von  $Tu = 3.7\%$  vorgegeben. Am Düsenaustritt liegt der Umgebungsdruck  $p_0 = 0.1$  MPa an. Die Dichte und Viskosität stimmen mit dem Prüfling aus dem Experiment überein, so dass die Randbedingungen den in Abschnitt 4.4 gezeigten Messergebnissen bei einer Reynoldszahl von  $Re = 3300$  entsprechen.

Für die Modellierung der Turbulenz und der Kavitation werden verschiedene Ansätze anhand der erzielten Ergebnisse diskutiert. Zuerst werden das  $k-\epsilon$ , das  $k-\omega$  und das *Baseline RSM* [16, 90] Turbulenzmodelle ohne Berücksichtigung der Kavitation stationär an der Düse B ohne Störkörper verglichen und bewertet. In einem zweiten Schritt wird dann das Kavitationsmodell in einer transienten Berechnung verwendet und der Einfluss auf die Ergebnisse beschrieben und bewertet.

Mit dem  $k-\epsilon$  Modell entsteht ein maximaler Turbulenzgrad im Düsenzentrum auf Höhe des Einlaufradius mit einer Intensität von  $Tu_{k-\epsilon} = 23\%$ . Die Simulationen mit dem *Baseline RSM* und dem *SST* Modell erreichen die maximale Turbulenzintensität am Rand der Grenzschicht am Düsenaustritt. Sie ist beim *Baseline RSM* Modell mit  $Tu_{RSM} = 6\%$  deutlich höher als beim *SST* Modell mit  $Tu_{SST} = 1.3\%$ .

Die Lösung des  $k-\epsilon$  Modells besitzt eine sehr dünne Grenzschicht durch die automatisch aktivierten Wandfunktionen, da diese typischerweise eine voll ausgebildete Strömung voraussetzen. Dadurch wird die Verdrängungsdicke deutlich unterschätzt und der Druckabfall ist am geringsten. Die beiden anderen Modelle verwenden einen höherwertigen Ansatz bei der Wandbehandlung. Beim *SST* und beim *RSM* Modell werden durch die geringen relativen Wandabständen von  $y^+ \approx 1$  keine Wandfunktionen verwendet. Beim *SST* Modell ist der numerische Aufwand kleiner und Parameterstudien belegen einen geringeren Einfluss der Randbedingungen, so dass mit diesem Modell im folgenden weitergearbeitet wird.

Im zweiten Schritt wird zusätzlich das *RP* Kavitationsmodell verwendet. Der Einfluss der Kavitationsmodellierung auf die mittleren Geschwindigkeiten und die Turbulenzintensität ist gering. Der Ort der Kavitationszone stimmt mit den experimentellen Visualisierungen überein, aber die Intensität ist im Experiment stärker. Dies wird wahrscheinlich von der zusätzlichen Ausgasung verursacht.

Abbildung 6.2 zeigt die Strömung am Düsenaustritt mit dem *SST* Turbulenz- und mit dem *RP* Kavitationsmodell. Die Ergebnisse und der Vergleich mit den experimentellen Daten lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- 1.) Die Wandgradienten und das Profil der mittleren Geschwindigkeit stimmen gut mit den Messergebnissen überein. Tendenziell ist die Grenzschicht zu breit und die Geschwindigkeit in der Kernströmung überschätzt. Die Position der Wirbelsysteme im Spritzloch ist ähnlich den Messergebnissen.
- 2.) Die Simulation mit dem *RP* Kavitationsmodell kann die Druckrandbedingungen, bei denen Kavitation einsetzt, und den Entstehungsort vorhersagen. Die Intensität und Ausdehnung wird in der Simulation unterschätzt.
- 3.) Die Turbulenzintensitäten stimmen weder qualitativ noch quantitativ mit den gemessenen Schwankungsgeschwindigkeiten überein. Die Ursachen und Schlussfolgerungen werden im nächsten Abschnitt diskutiert.

Die Reynoldszahlen sind nur leicht über dem kritischen Wert, so dass beim *SST* Modell fast im kompletten Rechengebiet der  $k-\omega$  Ansatz verwendet wird. Dadurch haben die am Düseneinlass vorgegebenen Turbulenzwerte einen großen und die Düsengeometrie nur einen kleinen Einfluss auf die Turbulenzintensität. Im Experiment dagegen hat der Einlaufradius durch die Kavitation einen starken Einfluss auf die gesamte Strömung. Die Messergebnisse der Schwankungsgeschwindigkeiten in Abschnitt 4.4 legen nahe, dass bei auftretender Kavitation die Intensität der Turbulenz ansteigt. Auch Soteriou [86] und Ruiz [77] haben solche Turbulenzerhöhung in kavitierenden Düsenströmungen gemessen. Folgende Ansätze können erklären, warum dieser Effekt in der Simulation nicht so ausgeprägt ist.

**Ansatz A:** Im Zentrum von Wirbeln entstehen niedrige Drücke und führen dort zu Kavitation. Die turbulenten Wirbel sind im Bereich der Transition<sup>1</sup> instationär und werden bei Zweiglei-

<sup>1</sup>Als Transition bezeichnet man den Umschlag von einer laminaren Strömung zu einer turbulenten Strömung bei Reynoldszahlen, welche größer als der kritische Wert sind.

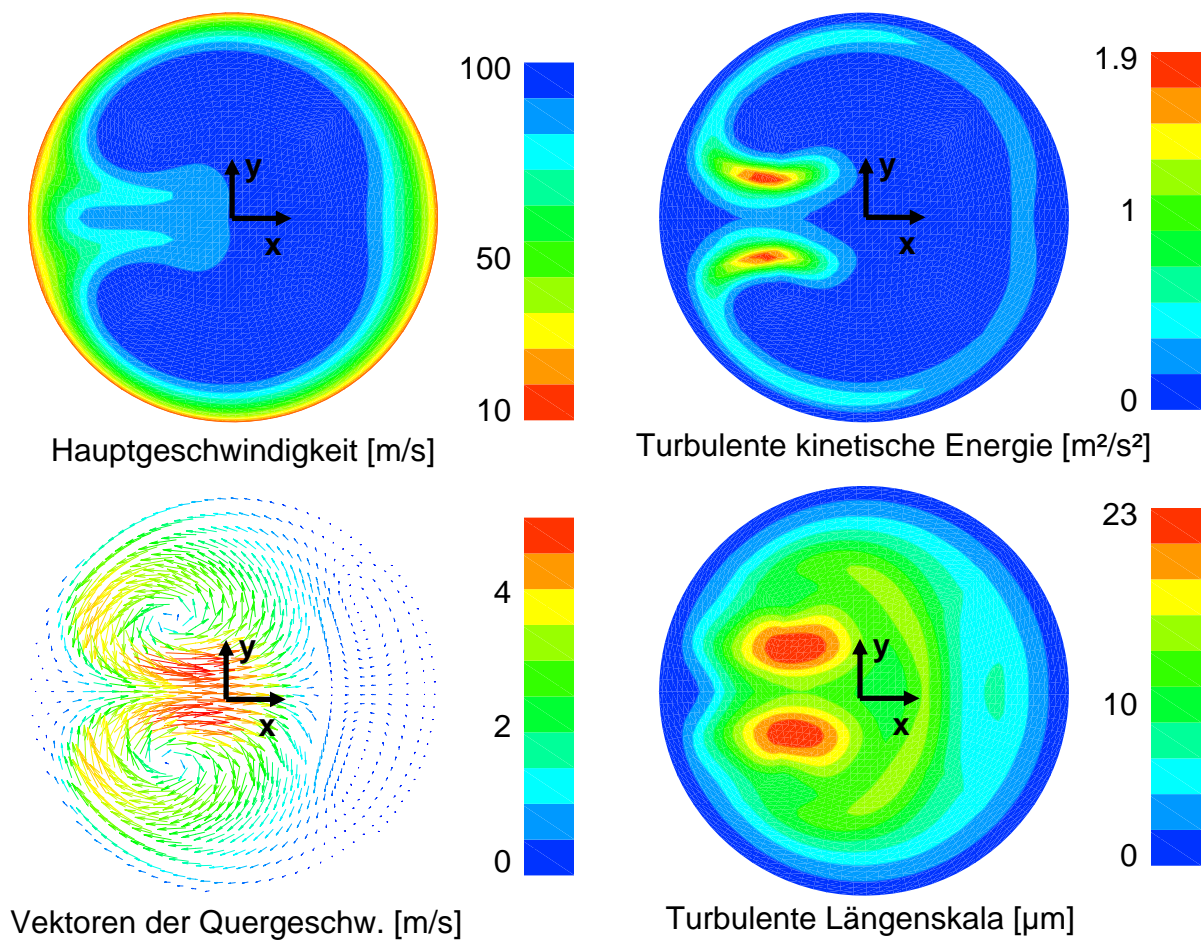


Abb. 6.2: Strömung am Düsenaustritt der Prinzipdüse B mit Störkörper bei einer Reynoldszahl von  $Re = 3300$  [90]



chungsmodellen durch die zeitliche Mittelung nicht aufgelöst. Damit kann weder der genaue Ort noch der genaue Druck im Wirbelzentrum vorhergesagt werden. Dadurch sind die Randbedingungen für die Kavitationsberechnung falsch und die Ursache für die schlechte Übereinstimmung liegt in der zeitlich gemittelten Modellierung der Turbulenz durch die zwei skalaren Größen [43].

**Ansatz B:** Bei Kontinuumsmodellen ist eine Unterscheidung von Blasen- und Filmbildung nicht möglich. Die freiwerdende Energiemenge hängt aber stark von der Kavitationsform ab [23]. Durch die Dynamik der Kavitationsblasen entstehen örtliche und zeitliche Dichte-, Druck und Schwankungsgeschwindigkeiten, welche die Turbulenz beeinflussen. Dies geschieht im *RP* Kavitationsmodell durch die ungenügende zeitliche Auflösung nur gedämpft über die verdrängende Wirkung bei Dichteänderungen. Dieser schwache Einfluss der Kavitation auf die Turbulenz kann die gemessenen Schwankungsgeschwindigkeiten nicht abbilden. Die Blasen kavitation ist stets instationär mit sehr kleinen zeitlichen Skalen, so dass Fehler durch die prinzipbedingte zeitliche Mittelung der Zweigleichungsmodelle entstehen.

Um trotz dieser sehr stark vereinfachten Düsenströmungssimulation bestmögliche Eingangsdaten für die folgende Spraysimulation mit dem *EPEB* Primärzerfallsmodell zu generieren, wird die turbulente kinetische Energie  $k$  an die Messergebnisse aus der Prinzipdüse angepasst. Abbildung 4.17 Bild B zeigt, dass die Verteilung der Schwankungsgeschwindigkeiten in einer Messebene ein qualitativ konstantes Niveau besitzt. Abbildung 4.13 links zeigt, dass diese bei Düse B mit Störkörper eine Intensität von  $\overline{w'} \approx 5 \text{ m/s}$  hat. Der Turbulenzgrad der Simulation  $Tu_{Sim}$  wird daher auf den Turbulenzgrad aus dem Experiment  $Tu_{Exp}$  angepasst, indem die kinetische Energie am Düsenaustritt um  $k_0 = 25 \text{ m}^2/\text{s}^2$  erhöht wird. Das Geschwindigkeitsfeld und die turbulenten Längenskalen werden für die Spraysimulation in Abschnitt 6.7 unverändert übernommen.

Um zukünftig die Strömung in den Prinzipdüsen besser zu simulieren, sollten *LES* Turbulenzmodelle verwendet werden. Diese besitzen das Potential, die instationären Effekte besser abbilden. Damit können die energiereichen großen Turbulenzwirbel im Spritzloch und die darin entstehende minimalen Drücke besser vorhergesagt werden. Die Spritzlochströmung in der Prinzipdüse ist weder komplett laminar noch vollständig turbulent. Sie liegt im Bereich der Transition, so dass mit Transitionsmodellen bessere Ergebnisse erwartet werden können. Diese verwenden eine zeitliche Auftretenswahrscheinlichkeit (engl.: *Intermittency*) der Turbulenz, um den tatsächlichen Strömungszustand zu beschreiben. Mit dem verwendeten Kontinuumsmodell kann nicht zwischen Blasen- und Filmkavitation unterscheiden werden. Daher sollten höherwertige Kavitationsmodelle verwendet werden, welche die Grenzflächen explizit berechnen. Erweiterungen des Kavitationsmodells sollten zwischen Blasen- und Filmkavitation unterscheiden können, da das Verhalten und die Energiefreisetzung stark von der Erscheinungsform abhängt. Die im Experiment gemessene Ausgasung der Luftblasen wurde nicht modelliert, da im industriellen Umfeld keine Modelle verfügbar sind und ihr Einfluss auf die Düsenströmung als gering eingestuft wird. Letzteres könnte sich bei der Verwendung von Primärzerfallsmodellen ändern, wenn der Einfluss des Gasvolumenanteils auf den Strahlzerfall dominant ist.

## 6.2.2 Dieseldüse

Die nachfolgenden Simulationsergebnisse stammen von Stuke [97]. Die untersuchten Sacklochdüsen haben 5 Spritzlöcher mit einer Länge von  $L_{SL} = 1.05 \text{ mm}$  und einem Durchmesser von  $D_{SL} = 130 \text{ }\mu\text{m}$  am Düsenaustritt. Die Solldrücke betragen im Rail vor der Düse  $p_E = 135 \text{ MPa}$  und in der Kammer  $p_K = 3.9 \text{ MPa}$ . Die Düse 1 ist bei Prüfbedingungen kavitationsfrei, da ihr Einlauf stark verrundet ist und sich der Spritzlochdurchmesser konisch zum Düsenaustritt hin verjüngt. Die Düse 2 besitzt ein zylindrisches Spritzloch, so dass die Strömung hinter der Einlasskante während der gesamten Einspritzung kavitiert.

Um Druckrandbedingungen für die transiente 3D CFD Berechnung der Düsenströmung zu generieren, wurde eine 1D Simulation mit den hydraulischen Komponenten des Drucksystems durchgeführt. Abbildung 6.3 zeigt deren Ergebnisse am Beispiel der Düse 1. Links ist der Druck am

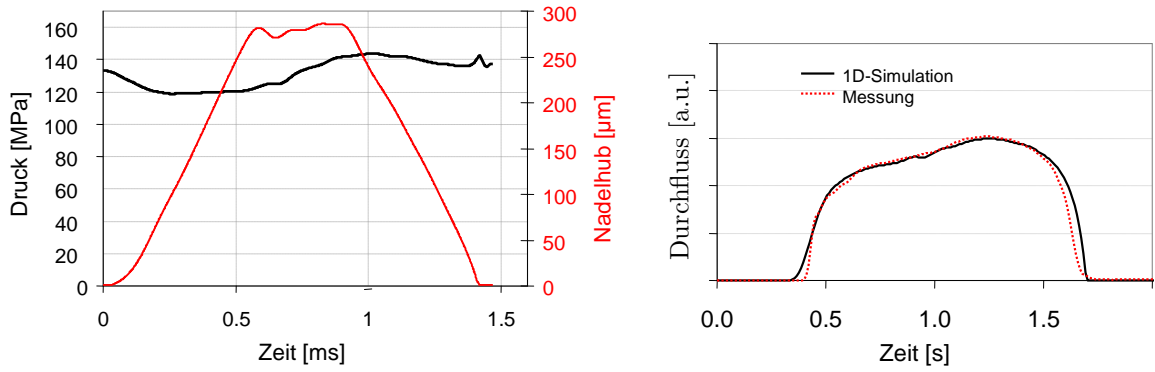


Abb. 6.3: Resultierende transiente Randbedingungen aus der 1D Simulation der Düse 1; Links: Druckverlauf über dem Nadelsitz und Nadelhubkurve über der Zeit, Rechts: Durchfluss aus der 1D Simulation und aus Messungen [97]

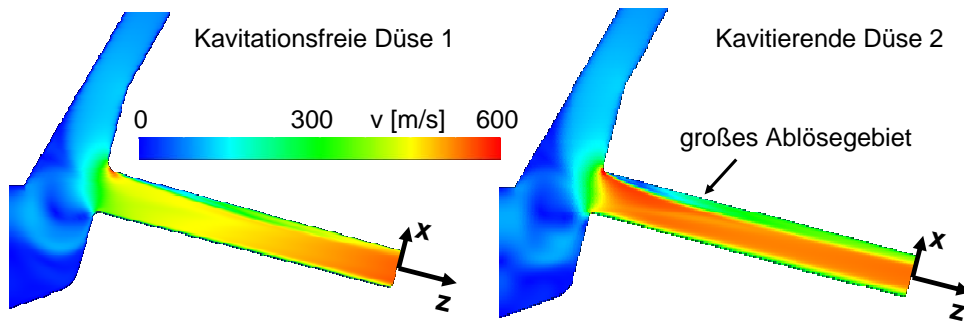


Abb. 6.4: Geschwindigkeiten in der Symmetrieebene des Spritzloches [97]

Einlass des 3D Rechenggebietes und der Nadelhub über der Zeit dargestellt. Die rechte Abbildung zeigt die Validierung des Durchflusses mit einer Messung.

Für die 3D CFD wird ein fünftel der Düsengeometrie mit 200 000 Zellen diskretisiert. Eine Gitterstudie hat gezeigt, dass diese örtliche Diskretisierung ausreichend ist. Die Reynoldszahl im Spritzloch beträgt  $Re_{SL} = 11\,000$ , so dass die Strömung im Spritzloch turbulent ist. Die Turbulenz wird mit dem *SST* Modell berechnet. Die Wandgrenzschicht wird komplett aufgelöst, da der relative Wandabstand  $y^+ \approx 1$  beträgt. Bei der kavitierenden Düse 2 wird zusätzlich das *RP* Kavitationsmodell verwendet. Selbst im quasistationären Zustand bei maximalem Nadelhub erstreckt sich das Kavitationsgebiet bis zum Düsenaustritt, so dass dort stets Gebiete mit einem Gasvolumenanteil größer Null existieren.

Abbildung 6.4 zeigt die Geschwindigkeiten in der Symmetrieebene des Spritzloches in den Düsen 1 und 2. Durch das zylindrische Spritzloch der Düse 2 entsteht hinter der Einlasskante ein deutlich größeres Ablösegebiet mit niedrigen Geschwindigkeiten. Selbst am Düsenaustritt ist dadurch die Hauptgeschwindigkeit im oberen Bereich lokal reduziert.

Abbildung 6.5 zeigt die Vektoren der Quergeschwindigkeit, die turbulente kinetische Energie und die turbulenten Längenskalen am Austritt der Düsen 1 und 2 zum Zeitpunkt  $t_{qs} = 0,7$  ms. Abbildung 6.6 zeigt den Dampfvolumenteil örtlich aufgelöst im Spritzloch und über der Entfernung zum Düsenaustritt in den Düsen 1 und 2. Bei der kavitierenden Düse 2 beträgt der örtlich gemittelte Gasvolumenanteil am Düsenaustritt  $gva \approx 1,5\%$ . Sein Maximum befindet sich lokal hinter dem vergrößerten Rückströmgebiet an der Oberkante des Spritzloches. Im konisch geformten Spritzloch der Düse 1 kavitiert die Strömung nur leicht hinter der Einlaufkante. Am Austritt der Düse 1 liegt eine einphasige Strömung vor.

Da keine Messdaten der Spritzlochströmung wie bei der Prinzipdüse vorliegen, können die Ergeb-

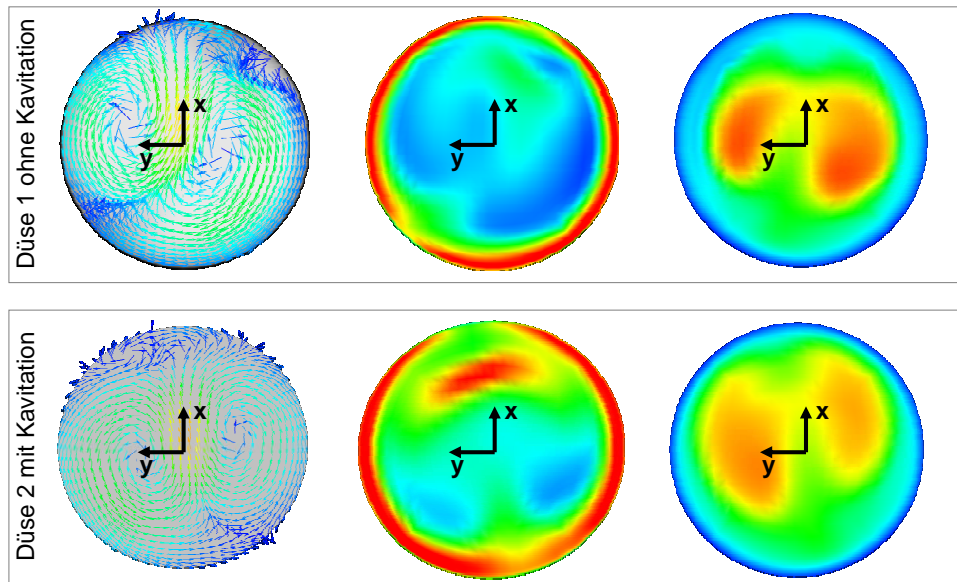


Abb. 6.5: Vektoren der Quergeschwindigkeit, turbulente kinetische Energie und turbulente Längenskalen am Austritt der Düsen 1 und 2 [97]

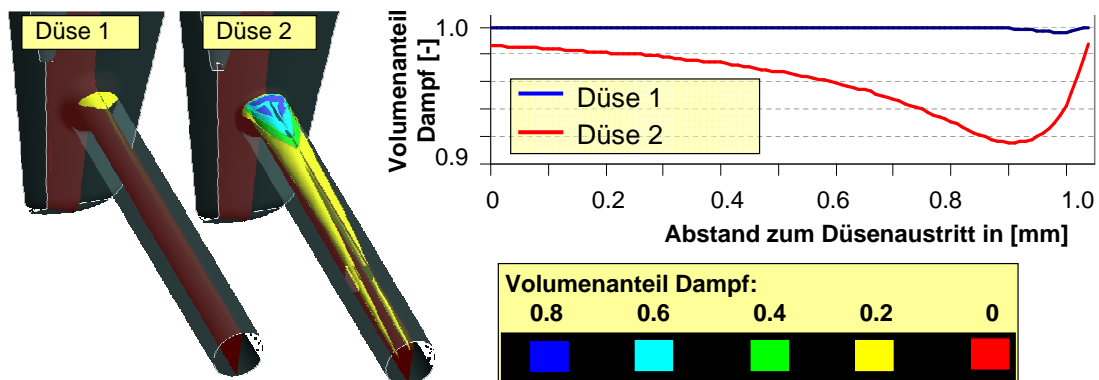


Abb. 6.6: Dampfvolumenteil links örtlich aufgelöst im Spritzloch zum Zeitpunkt  $t_{qs} = 0.7 \text{ ms}$  und rechts über der Entfernung zum Düsenaustritt in den Düsen 1 und 2 [97]

nisse nur auf Plausibilität geprüft werden. Die Quergeschwindigkeiten entsprechen maximal ungefähr 5% der Hauptgeschwindigkeit und die maximale kinetische Energie  $k_{max}$  entspricht einem Turbulenzgrad von  $Tu_{max} \approx 4\%$ . Da die Reynoldszahl den kritischen Wert deutlich übersteigt, entsteht eine voll turbulente Strömung. Daher wird die kinetische Energie aus den Scherkräften der Grenzschicht und den Strömungsumlenkungen hier wahrscheinlich besser vorhergesagt, als bei den Prinzipdüsen. Im konischen Spritzloch der Düse 1 ist die kinetische Energie durch die stetige Beschleunigung der Strömung kleiner. Die erzielten Ergebnisse entsprechen damit den physikalischen Erwartungen und werden für nachfolgende Spraysimulationen verwendet.

### 6.3 Grundlagen Spraysimulation

Viele Spraymodelle, wie zum Beispiel der Impulsaustausch oder der aerodynamische Zerfall, basieren auf der Annahme von sphärischen Einzeltropfen. Im düsen nahen Bereich des düsen induzierten Strahlzerfalls liegt die Flüssigkeit in beliebig geformten Ligamenten vor. Daher ist die Berechnung der Primärzerfalls in der Euler-Lagrangen Formulierung eine besondere Herausforderung.

Der Strahlzerfall und der daraus resultierende örtlich aufgelöste Impulsaustausch kann mit der Lagrangen Betrachtungsweise durch das Primärzerfallsmodellen abgebildet werden. Die physikalisch korrekte Darstellung des Primärzerfalls kann durch die vereinfachten Modellansätze und Annahmen nicht dargestellt werden. Ziel ist es aber, die dominanten Effekte zu modellieren, um Vorhersagen mit der Simulation zu ermöglichen.

Die Strömungsdaten vom Düsenaustritt

werden durch das *EPEB* Modell für die folgenden Spraysimulationen ausgewertet. Die Modellvalidierung erfolgt sowohl an den Dieseldüsen als auch an der Prinzipdüse B mit Störkörper. Tabelle 6.1 zeigt eine Übersicht der Randbedingungen. Die Einspritzzeit beträgt bei den Dieselrechnungen  $t_{in} \approx 1.2\text{ms}$  und es werden insgesamt  $t_{ges} = 3\text{ms}$  mit einer Zeitschrittweite von  $t_{zs} = 5\mu\text{s}$  gerechnet. Für die stationäre Einspritzung bei der Prinzipdüse werden insgesamt  $t_{ges} = 20\text{ms}$  mit der doppelten Zeitschrittweite von  $t_{zs} = 10\mu\text{s}$  gerechnet, um den

numerischen Aufwand zu reduzieren. Aus dem gleichen Grund werden auch nur 2 statt 9 *parcel* pro Zeitschritt initialisiert. Die Zellenanzahl von  $n \approx 100\,000$  und die Raumtemperatur sind bei allen Simulationen gleich. Die Spraymodelle für den Impulsaustausch zwischen den Phasen sowie die Turbulenzmodellierung der Gasphase sind identisch. Für den aerodynamischen Zerfall der Sekundärtropfen wird das *WAVE* Modell von Reitz [70] mit relativ schwacher Intensität verwendet.

Da die direkte Validierung des *EPEB* Modells durch fehlende Messdaten aus dem Primärzerfallsbereich nicht möglich ist, werden die Penetration, das Spraybild, die Tropfengeschwindigkeiten und die Tropfengrößenverteilung für den Abgleich verwendet. Die Bestimmung der Standardparameter erfolgt unter Dieselbedingungen, da dort die Qualität der vorliegenden Messdaten höher und die Sensitivität der Modellparameter durch die kurze Einspritzzeit empfindlicher ist.

Tab. 6.1: Randbedingungen für die Spraysimulationen

Name	Dieseldüse	Prinzipdüse
Zeitschrittweite $\Delta t$ [ $\mu\text{s}$ ]	5	10
Simulationszeit $t_{ges}$ [ms]	3	20
Zellenanzahl $n_Z$ [-]	95771	99406
<i>parcel</i> je Zeitschritt $n_{Pdt}$ [-]	9	2
Kammertemperatur $T_K$ [K]	293	293
Kammerdruck $p_K$ [MPa]	3.9(2.0)	0.1
Flüssigkeit	Diesel	Shell Gravex
<b>Verwendete Modelle</b>		
Turbulenz der Gasphase	Standard $k$ - $\epsilon$ Modell	
Sekundärzerfall	WAVE( $c_1 = 0.9, c_2 = 80$ )	
Impulsaustausch	Turbulente Dispersion	

Tab. 6.2: Standardparameter für das EPEB Modell

Symbol	Kurzbeschreibung	MIN	Standard	MAX
$C_1$	Massenanteil Korrektur	0.1	<b>0.3</b>	0.5
$C_2$	Durchmesser Sekundärtropfen	2.2	<b>2.6</b>	3.0
$C_3$	Quergeschwindigkeit aus Turbulenz	0.7	<b>1.0</b>	1.3
$C_4$	Eindringtiefe Primärligament	0	<b>7</b>	14
$C_5$	Quergeschwindigkeit aus Kavitation	0	<b>1</b>	2
$C_6$	Markierungsradius Abspaltung	1.4	<b>1.8</b>	2.2

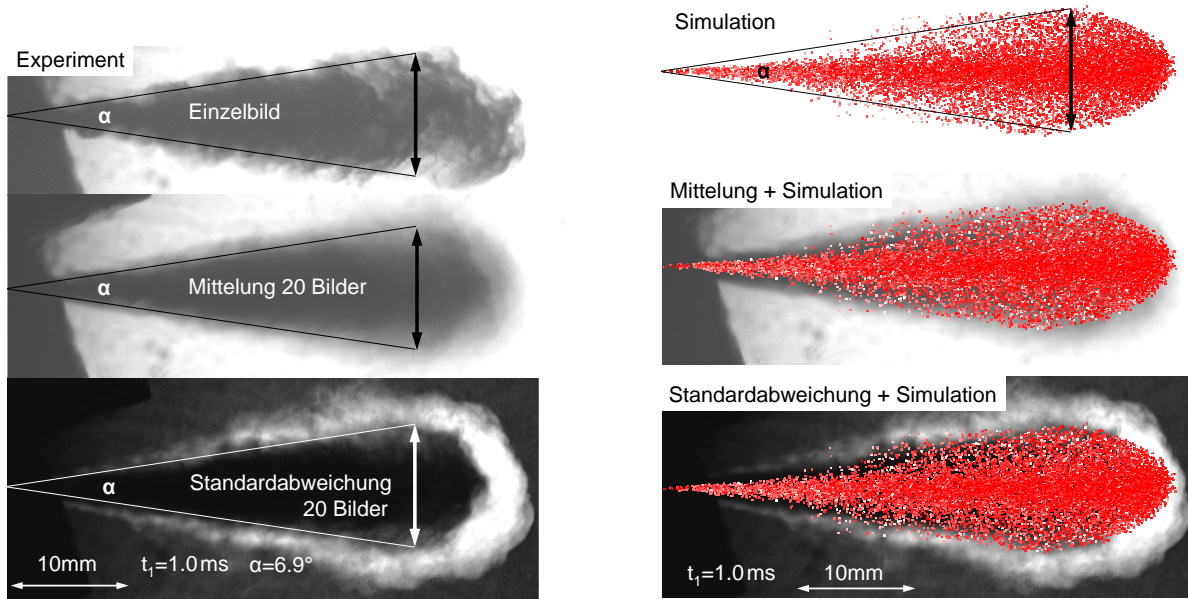


Abb. 6.7: Spraybilder zum Zeitpunkt  $t_1 = 1 \text{ ms}$ ; Links oben: Einzelbild mit einer Belichtungszeit von  $t_B = 20 \text{ ns}$ ; Links Mitte/unten: gemitteltes Bild und Standardabweichung von je zwanzig Einzelbildern; Rechts oben: massengewichtete Darstellung der parcel aus der Spraysimulation mit Standardparametern; Rechts Mitte/unten: Vergleich Simulation und Experiment (gemittelt und Standardabweichung)

Tabelle 6.2 zeigt eine Übersicht der Modellparameter, welche im Kapitel 5 ausführlich beschrieben sind. Die fettgedruckten Standardparameter sind so gewählt, dass die Simulationsergebnisse der Düse 1 bei einem Kammerdruck von  $p_K = 3.9 \text{ MPa}$  bestmöglich den experimentellen Daten entsprechen. Mit diesem Parametersatz wird das Modell dann durch einen Abgleich bei verschiedenen Düsengeometrien und Kammerdrücken validiert. Das Modellverhalten bei den angegebenen minimalen und maximalen Werten wird anschließend in der Sensitivitätsanalyse in Abschnitt 6.6 untersucht.

## 6.4 Simulationsergebnisse Dieselspray

Dieser Abschnitt zeigt einen detaillierten Abgleich zwischen den Simulationsergebnissen und experimentellen Daten an der Düse 1 bei einem Kammerdruck von  $p_K = 3.9 \text{ MPa}$ . Die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen und die Phasen-Doppler-Messungen für den Abgleich stammen von Stratmann [96, 94, 95] und die Penetrationskurven von Stuke [97].

### 6.4.1 Spraybilder

Abbildung 6.7 zeigt einen Vergleich von Spraybildern aus dem Experiment und der Simulation. Links sind ein Einzelbild aus dem Experiment mit einer Belichtungszeit von  $t_B = 20 \text{ ns}$ , eine Mittelung und deren Standardabweichung aus zwanzig Einzelbildern dargestellt. Das Spraybild aus der Simulation auf der rechten Seite zeigt die Masse entlang des entsprechenden optischen Pfades der Bildkoordinate durch den entsprechenden Rotwert des Bildpunktes. Darunter wird diese Massendarstellung aus der Simulation mit dem gemittelten Spraybild und der Standardabweichung verglichen.

Im experimentellen Einzelbild existieren im Randbereich und an der Sprayfront asymmetrische Wirbel. Diese großskaligen Strukturen entstehen aus der Interaktion zwischen dem eindringenden Spray und der ruhenden Gasphase. Sie schwanken statistisch um die Sprayachse, wie die Symmetrie im Spraybild aus der Mittelung bzw. der Standardabweichung zeigen. In der Simulation können diese Wirbelstrukturen am Sprayrand des Einzelbildes durch die Reynolds-Mittelungen nicht wiedergegeben werden, da kleine Schwankungsgeschwindigkeiten als isotrope turbulente kinetische Energie modelliert werden. Dieser Effekt könnte in der Simulation mit einem *LES* Ansatz für die Gasphase abgebildet werden. Die Massendarstellung der Simulation erscheint am Sprayrand *pixelig*, da die Anzahl der *parcel* auf dem optischen Pfad eines Bildpunktes dort für diese Darstellung zu gering ist. Die Anzahl der *parcel* ist für eine von der Diskretisierung unabhängige Lösung ausreichend, wie in Abschnitt 6.6.4 gezeigt wird. Bei der gemeinsamen Darstellung rechts unten erkennt man, dass die mittlere Sprayform in Breite und Länge gut übereinstimmt. Die Spraybreite ergibt sich in der Simulation durch die Quergeschwindigkeiten der Sekundärtropfen. Letztere berechnet sich aus der Turbulenz und den lokalen Geschwindigkeiten. Die Eindringtiefe ist zum Zeitpunkt  $t_1 = 1.0 \text{ ms}$  ebenfalls gut wiedergegeben.

### 6.4.2 Penetration und Tropfengrößen

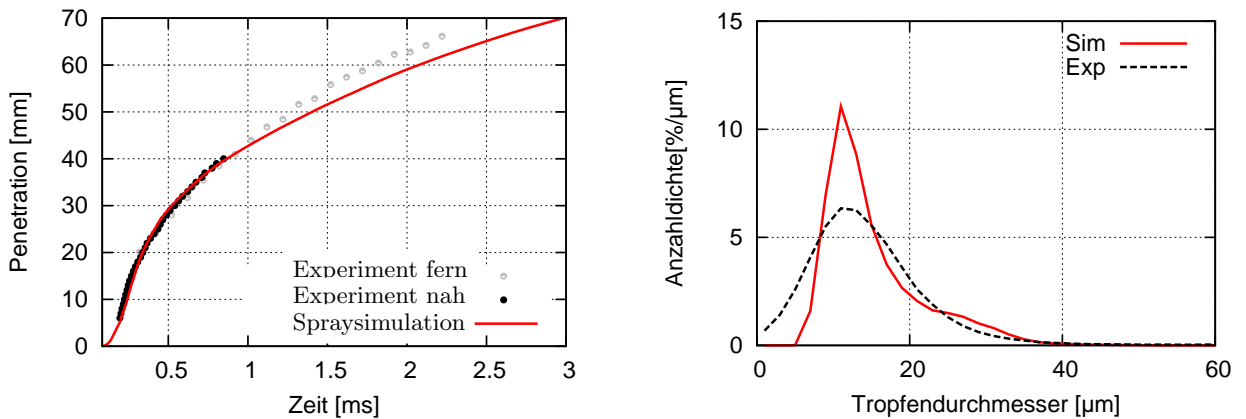


Abb. 6.8: Links: Penetration aus der Spraysimulation und aus Spraybildern; Rechts: Tropfengrößenverteilung aus der Spraysimulation und aus Phasen-Doppler-Messungen, jeweils in der 50 mm Ebene

Abbildung 6.8 zeigt links die Penetration aus der Simulation und aus dem Experiment. Auf der rechten Seite ist die Tropfengrößenverteilung aus der Spraysimulation und aus Messung mit einem Phasen-Doppler-System, jeweils in der 50 mm Ebene dargestellt.

Im Experiment ist die Penetration aus der Standardabweichung der Spraybilder berechnet. Die Penetration der Simulation stimmt im Düsenabstandsbereich sehr gut mit den experimentellen Daten überein. In größerem Düsenabstand mit  $z > 40 \text{ mm}$  ist die Penetration im Experiment um bis zu  $\Delta z = 5 \text{ mm}$  größer als in der Simulation.



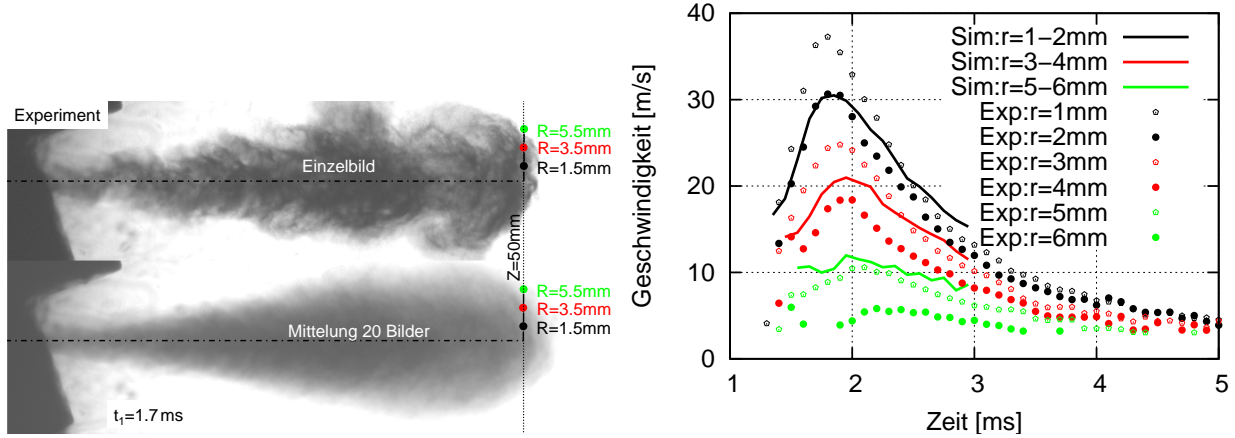


Abb. 6.9: Links: Positionen der rechts dargestellten Geschwindigkeitsverläufe auf den Spraybildern 1.7 ms nach Einspritzbeginn; Rechts: Zeitliche Verläufe der Tropfengeschwindigkeiten an diesen Positionen in der 50 mm Ebene aus der Spraysimulation und aus Phasen-Doppler-Messungen

Eine Ursache dafür kann der verwendete Schwellwert bei der Auswertung der Spraybilder sein. Im Experiment variieren die Einzelbilder an der Sprayspitze mit zunehmendem Düsenabstand stärker und reduzieren damit die Genauigkeit. Eine Ursache bei der Spraysimulation kann eine zu starke Abbremsungen der Tropfen im Sprayzentrum sein, falls dort der Impulsaustausch mit der Gasphase durch zu kleine Tropfendurchmesser oder durch aerodynamisch geformte Ligamente überschätzt wird.

Die Tropfengrößenverteilung im Experiment ergibt sich aus lokal mit einem Phasen-Doppler-System gemessenen Tropfengrößen in einem Düsenabstand von  $z = 50$  mm. Da sowohl der radiale als auch der zeitliche Gradient der gemessenen Tropfengrößen sehr klein ist, wird die Durchmesserverteilung aus der gesamten Messebene im zeitlichen Bereich des Hauptsprays gebildet. Die Verteilung der Tropfendurchmesser aus der Simulation passt gut zu den experimentellen Ergebnissen. Im Bereich der großen Tropfenklassen von  $D > 15 \mu\text{m}$  stimmt die Anzahldichte sehr gut überein. Diese großen Tropfen bestimmen durch ihren hohen Impuls die radiale und axiale Ausdehnung des Sprays und die zuvor verglichene Sprayform. Die Verteilung bei den kleineren Tropfenklassen weicht voneinander ab. Wie in Abschnitt 3.6.3 beschrieben, können bei Phasen-Doppler-Messungen die kleineren Tropfen durch die schwächeren Signale unterrepräsentiert sein. Die Wahrscheinlichkeitsdichte der kleinen Tropfen mit  $D < 15 \mu\text{m}$  sollte bei höheren Kammertemperaturen über die Parameter  $C_1$  und  $C_2$  angepasst werden, um auch den lokalen Dampfanteil und die nachfolgende Verbrennung korrekt vorherzusagen. Die hier erzielte Übereinstimmung wird für den Abgleich bei Raumtemperatur als ausreichend bewertet.

### 6.4.3 Geschwindigkeiten

Bei den Phasen-Doppler-Messungen kann man neben den Tropfendurchmessern auch die zeitlich aufgelösten lokalen Tropfengeschwindigkeiten ermitteln. Abbildung 6.9 links zeigt die Positionen der Geschwindigkeitsverläufe auf den Spraybildern zum Zeitpunkt  $t = 1.7$  ms. Abbildung 6.9 rechts zeigt die zeitlich aufgelösten Tropfengeschwindigkeiten an diesen radialen Positionen in der 50 mm Ebene aus der Spraysimulation und aus den Messungen. Wegen der großen Gradienten bei den Tropfengeschwindigkeiten sind hier die zeitlichen und örtlichen Verläufe dargestellt. Die Simulation endet nach einer Zeit von  $t_{ges} = 3$  ms, so dass für spätere Zeitpunkte keine Daten vorliegen. In der Phasen-Doppler-Messung sind die Tropfen ausgewertet, welche das Messvolumen der angegebenen Position durchqueren. In der Simulation ist die Geschwindigkeit aller Tropfen gemittelt, welche in der angegebenen radialen Kreisscheibe die 50 mm Ebene passieren. Es wird also für diesen Vergleich ein axialsymmetrisches Spray vorausgesetzt.

Der zeitliche Verlauf der Tropfengeschwindigkeiten stimmt gut überein. Tendenziell sind die Tropfengeschwindigkeiten der Simulation im Zentrum unterschätzt und am Sprayrand überschätzt. Mögliche Ursachen dafür werden im Folgenden diskutiert. Im Experiment reduziert sich die Datenrate im dichten Sprayzentrum und die schwachen Signale der kleinen und langsamen Tropfen sind unterrepräsentiert. Daher wird im Experiment die Geschwindigkeit tendenziell überschätzt. Eine weitere Fehlerquellen liegt in der ungenauen Bestimmung der radialen Position, welche durch die lokale maximal-gemessene Geschwindigkeit bestimmt wird. Auch die Vermessung einzelner weniger Punkte entlang einer Linie birgt systematische Fehler, da ein axialsymmetrisches Spray vorausgesetzt wird. In der Euler-Lagrange-Spraysimulation kann die Geschwindigkeit am Sprayrand aus folgendem Grund überschätzt werden. Durch die geringere Dichte der *parcel* wird die statistische Abbildung der lokalen Sprayeigenschaften im dünnen Spray reduziert. Dadurch ist der Impulsaustausch und die Gasgeschwindigkeit in Zellen mit mindestens einem *parcel* überschätzt und die Abbremsung des *parcels* durch die aerodynamischen Kräfte unterschätzt. Die gute Übereinstimmung der Absolutwerte und der zeitlichen Verläufe zeigen ungeachtet dieser Differenzen, dass das Sprayverhalten von der Simulation gut wiedergegeben wird.

## 6.5 Vorausberechnungen Dieselspray

Am Beispiel eines Betriebspunktes und einer Düse ist bereits eine gute Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen aus Messungen und der Spraysimulation gezeigt worden. In diesem Abschnitt soll die Vorhersagbarkeit der Spraysimulation überprüft werden. Dazu wird die Düsengeometrie und der Kammerdruck verändert. Alle Modellparameter werden dabei konstant gehalten.

### 6.5.1 Variation der Düsengeometrie

Das Spritzloch der Düse 2 ist zylindrisch und durch die Kavitation ändern sich die gemessenen Sprayeigenschaften. Der Einfluss der Kavitation auf die Turbulenz im Spritzloch wird im Rahmen der Strömungssimulation der Düse abgebildet. Der folgende Primärzerfall kann dann den indirekten Einfluss auf das Spray über die turbulente kinetische Energie und die Quergeschwindigkeiten wiedergeben. Ein zusätzlicher direkter Einfluss der Kavitation auf den Strahlzerfall wird unter Verwendung des lokalen Gasvolumenanteils am Düsenaustritt modelliert (siehe Abschnitt 5.4).

Abbildung 6.10 zeigt die Penetration der Düsen 1 und 2 aus der Spraysimulation und aus Messungen. Obwohl sich die Düsen lediglich in der Konizität des Spritzloches unterscheiden, ist die gemessene Penetration bei Düse 1 nach  $t = 1$  ms um 2.0 mm größer. Dieser Effekt wird sowohl qualitativ als auch quantitativ von der Spraysimulation wiedergegeben. Die Tropfengrößen sind im Rahmen der Messgenauigkeit identisch und entsprechen den in Abbildung 6.8 rechts gezeigten Verteilungen.

Abbildung 6.11 zeigt den Einfluss der Spritzlochgeometrie auf die Tropfengeschwindigkeiten links bei den Phasen-Doppler-Messungen und rechts bei den Spraysimulationen. Das Experiment zeigt bei der kavitierenden Düse 2 reduzierte maximale Geschwindigkeiten im Sprayzentrum und

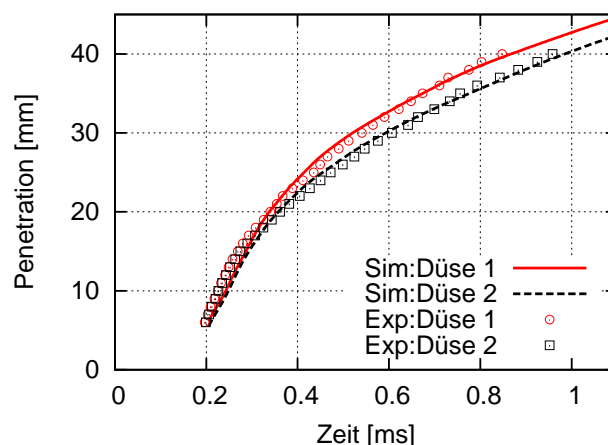


Abb. 6.10: Penetration der Düsen 1 und 2 aus der Spraysimulation und aus Messungen



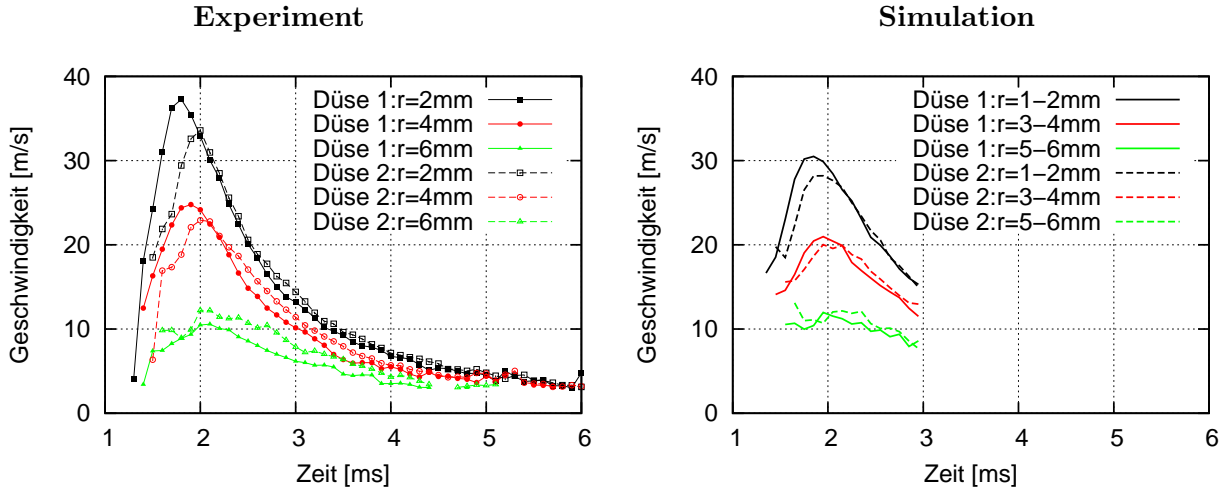


Abb. 6.11: Zeitliche Verläufe der Tropfengeschwindigkeiten an unterschiedlichen radialen Positionen des Sprays bei den Düsen 1 und 2 in der 50 mm Ebene bei den Phasen-Doppler-Messungen (l.) und bei den Spraysimulationen (r.)

erhöhte Geschwindigkeiten am Sprayrand. Außerdem kommt die Sprayspitze der Düse 2 im Zentrum ungefähr 0.2 ms später an. Auch die Spraysimulation auf der rechten Seite zeigt reduzierte maximale Geschwindigkeiten im Sprayzentrum der Düse 2 von ungefähr 3 m/s. Die qualitativen und quantitativen Änderungen durch die Düsengeometrie entsprechen dem Experiment. Auch die leicht erhöhten Geschwindigkeiten am Sprayrand bei  $r = 6$  mm werden von der Simulation wiedergegeben. Die Ergebnisse zeigen sowohl im Experiment als auch in der Simulation ein breiteres Spray bei der kavitierenden Düse 2.

Folgende theoretische Überlegungen erklären dieses Phänomen. Durch die kavitierende Düsenströmung erhöhen sich die Quergeschwindigkeiten und die Turbulenz am Düsenaustritt. Dies verbessert den Strahlzerfall durch erhöhte Quergeschwindigkeiten der Tropfen und die Spraybreite nimmt zu. Durch den erhöhten aerodynamischen Widerstand reduzieren sich die Geschwindigkeiten im Sprayzentrum und die Penetration wird verlangsamt. Gleichzeitig verstärkt sich der Impulsaustausch mit der Gasphase und die Tropfengeschwindigkeiten am Rand sind höher. Die Spraysimulation ist in der Lage, diese Tendenzen ohne Veränderung der Parameter qualitativ und quantitativ vorherzusagen.

### 6.5.2 Variation des Kammerdrucks

Als zweite Vorausberechnung wird nun der Druck in der Kammer von  $P_k = 3.9$  MPa auf  $P_k = 2$  MPa reduziert und die Simulationsergebnisse werden mit Messdaten verglichen.

Abbildung 6.12 zeigt Penetration der Düsen 1 bei Kammerdrücken von  $p_K = 3.9$  MPa und bei  $p_K = 2.0$  MPa aus Simulationen und aus Messungen. Bei reduziertem Gegendruck dringt das Spray im Experiment deutlich schneller ein und erreicht die 40 mm Ebene daher schon 0.12 ms früher. Durch die geringere Gasdichte von  $\rho_{3.9\text{MPa}}^{\text{Luft}} = 46 \text{ kg/m}^3$  statt  $\rho_{2.0\text{MPa}}^{\text{Luft}} = 23 \text{ kg/m}^3$  reduziert sich der aerodynamische Widerstand und das Spray wird schwächer abgebremst. Diese Tendenz wird von der Spraysimulation wiedergegeben und dabei leicht überschätzt. Durch den reduzierten Kammerdruck erreichen die ersten Tropfen in der Simulation die 40 mm Ebene nun 0.17 ms früher.

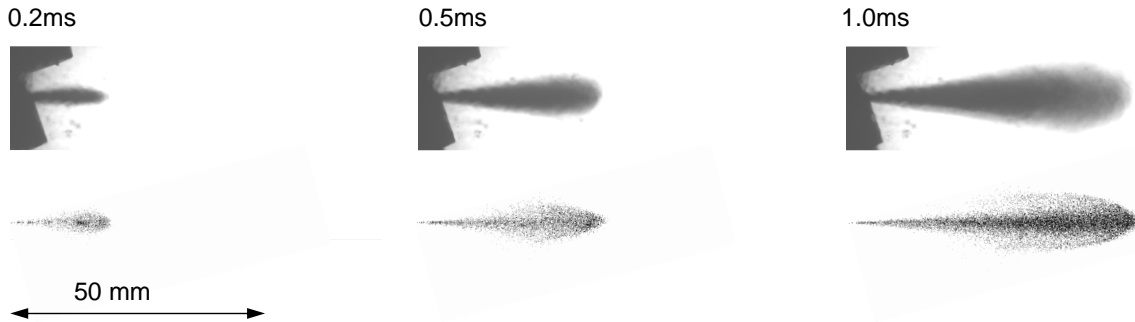


Abb. 6.13: Spraybilder bei einem reduzierten Kammerdruck von  $p_K = 2.0 \text{ MPa}$  nach 0.2, 0.5 bzw. 1.0 ms von einer Hochgeschwindigkeitskamera (o.) und aus einer Massendarstellung der Spraysimulation (u.)

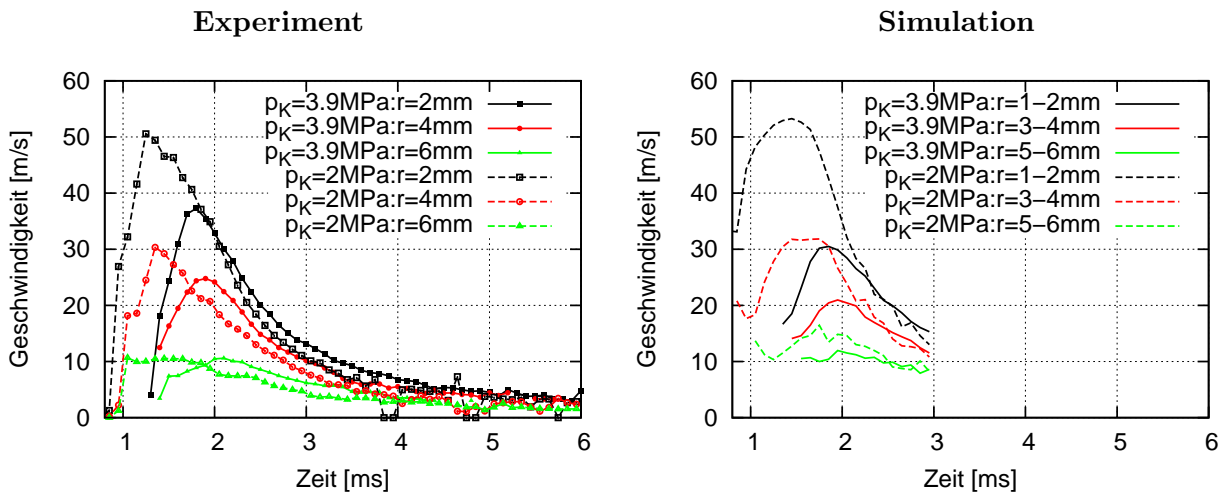


Abb. 6.14: Zeitliche Verläufe der Tropfengeschwindigkeiten an verschiedenen radialen Positionen des Sprays bei Kammerdrücken von  $p_K = 3.9 \text{ MPa}$  und bei  $p_K = 2.0 \text{ MPa}$  in der 50 mm Ebene aus den Phasen-Doppler-Messungen (l.) und aus der Spraysimulation (r.)

Abbildung 6.13 zeigt die Spraybilder bei einem reduzierten Kammerdruck von  $p_K = 2.0 \text{ MPa}$  nach 0.2, 0.5 und 1.0 ms oben aus dem Experiment und unten aus der Simulation. Die Eindringtiefe und die Spraybreite ist zu den drei Zeitpunkten gut getroffen. Zum Zeitpunkt  $t = 0.5 \text{ ms}$  erkennt man leichte Unterschiede in der Sprayform. Während die Sprayspitze im Experiment halbkreisförmig erscheint, läuft sie in der Simulation spitzer zu. Im Experiment ergibt sich die Halbkreisform teilweise durch die Mittelung der auch spitzer zulaufenden Sprays in den Einzelaufnahmen. In der Simulation können zu niedrige Quergeschwindigkeiten oder zu geringe Turbulenzwerte am Düsenaustritt in der ersten Phase der Einspritzung solche Sprayspitzen verursachen. Dies kann auch die erhöhte Penetration der Simulation in der 40 mm Ebene erklären. Beim Zeitpunkt  $t = 1.0 \text{ ms}$  stimmen die Sprayform und die Penetration wieder besser überein. Hier sind vermutlich durch die Wechselwirkungen mit der Gasphase die Unterschiede geringer.

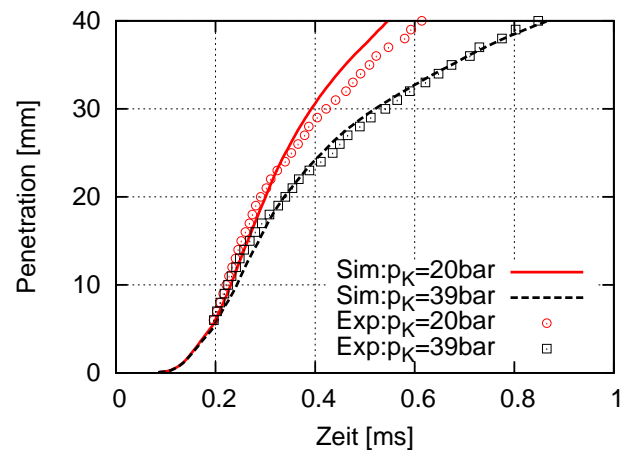


Abb. 6.12: Penetration der Düse 1 bei Kammerdrücken von  $p_K = 3.9 \text{ MPa}$  und bei  $p_K = 2.0 \text{ MPa}$  aus Simulationen und aus Messungen

Beim Zeitpunkt  $t = 1.0 \text{ ms}$  stimmen die Sprayform und die Penetration wieder besser überein. Hier sind vermutlich durch die Wechselwirkungen mit der Gasphase die Unterschiede geringer.

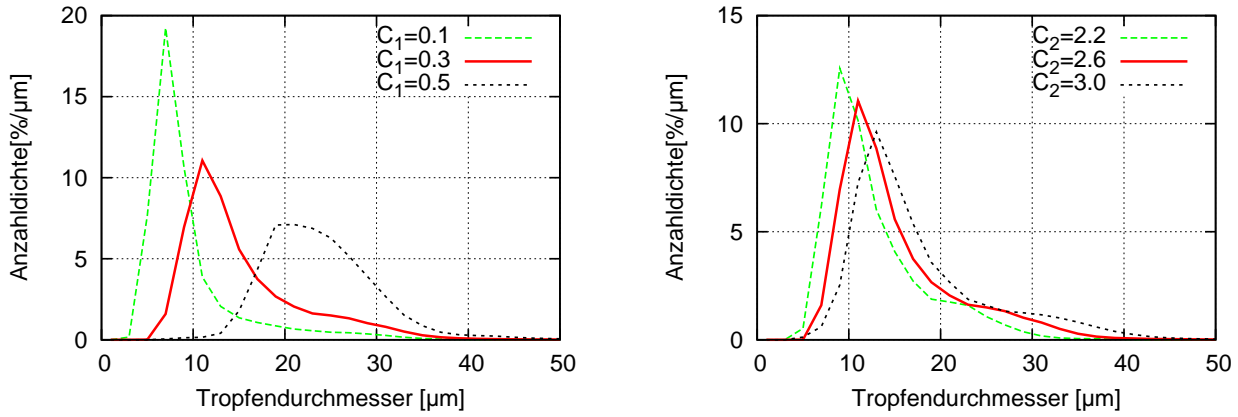


Abb. 6.15: Tropfengrößenverteilung in der 50 mm Ebene bei der Variation des Parameters  $C_1$  (l.) und  $C_2$  (r.)

Abbildung 6.14 zeigt die zeitlichen Verläufe der Tropfengeschwindigkeiten an unterschiedlichen radialen Positionen des Sprays bei Kammerdrücken von  $p_K = 3.9$  MPa und bei  $p_K = 2.0$  MPa in der 50 mm Ebene. Links sind Ergebnisse aus den Phasen-Doppler-Messungen und rechts aus der Spraysimulation. In den Messungen erhöht sich die Geschwindigkeit der radialen Position  $r = 2$  mm von 37 m/s auf 51 m/s um ca. 35% und die Sprayfront kommt ungefähr 0.7 ms später an. Diese Tendenzen werden von der Spraysimulation gut wiedergegeben. Der Absolutwert der maximalen Geschwindigkeit von  $w_{Sim}^{max} = 53$  m/s stimmt beim reduzierten Gegendruck sogar besser mit dem Messwert von  $w_{Exp}^{max} = 51$  m/s überein. In der Simulation kommt die Sprayfront bei reduziertem Gegendruck in der 50 mm Ebene ungefähr 0.2 ms früher an und bestätigt damit die Tendenz der Penetrationskurven und der Spraybilder. Am Sprayrand der radialen Position  $r = 6$  mm sind die Tropfengeschwindigkeiten der Simulation überschätzt. Während im Experiment ein kontinuierlicher Abfall der Geschwindigkeit bei  $r = 6$  mm gemessen wird, ergibt sich in der Simulation eine maximale Geschwindigkeit erst nach  $t = 1.8$  ms. Dies deckt sich gut mit der zu spitzen Sprayform bei der Simulation, welche am Sprayrand die maximalen Tropfengeschwindigkeit mit einer Verzögerung verursacht.

Der Einfluss des Gegendrucks durch die veränderte Spraydichte ist signifikant. Die gemessenen Unterschiede lassen sich tendenziell sehr gut und quantitativ gut mit der Spraysimulation wiedergeben. Die Unterschiede lassen sich durch die spitzere Sprayform in der Simulation erklären.

## 6.6 Sensitivitätsanalyse Dieselspray

Nach dem erfolgreichen Abgleich mit den experimentellen Daten, wird nun das Primärzerfallsmodell näher untersucht. Dafür werden die Modellparameter entsprechend der Tabelle 6.2 variiert, um die Sensitivität zu prüfen.

### 6.6.1 Parameter mit Einfluss auf die Tropfengröße

Im ersten Teil werden die beiden Parameter  $C_1$  und  $C_2$  verändert, welche direkt die Durchmesser der Sekundärtropfen beeinflussen. Der Parameter  $C_1$  gibt an, welcher Massenanteil mit kleinen Längenskalen durch größere nahegelegene Längenskalen ersetzt wird. Setzt man den Parameter  $C_1 = 0$ , so wird keine Korrektur durchgeführt und das Verhalten entspricht dem *PEB* Modell. Der Parameter  $C_2$  bestimmt das Verhältnis zwischen der lokalen Längenskala und dem resultierenden Tropfendurchmesser. Dieser Parameter ähnelt der *childsize*  $c_s$  aus dem *PEB* Modell. Letzterer wurde von Schott [82] nach einem Sprayabgleich auf  $c_s = 1.7$  festgelegt. Im Folgenden wird gezeigt, dass sich der Unterschied von  $c_2/c_s = 2.6/1.7 \approx 1.5$  aus den unterschiedlichen

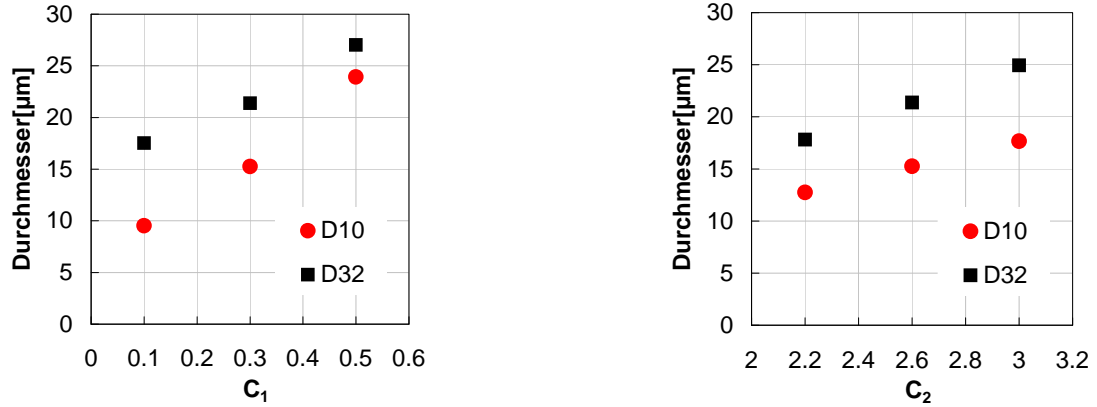


Abb. 6.16: Links: Mittleren Durchmesser und Sauterdurchmesser bei der Variation der Parameter  $C_1$  links und  $C_2$  rechts

Modellierungsansätzen ergibt und daher für die Tropfenverteilung ähnliche Ergebnisse erwartet werden können.

Im *PEB* Modell berechnet sich der Markierungsradius mit  $R_{mark}^{PEB} = c_s L_t$ . Nimmt man an, dass durchschnittlich ein Viertel der markierten Kreisfläche  $A_{Kreis}$  noch für die Abspaltung aktiv ist, so berechnet sich der Durchmesser des abgespaltenen Sekundärtropfens  $D_{ST}^{PEB}$  nach Schott [82] mit der Gleichung 4.2

$$D_{ST}^{PEB} = \sqrt[3]{\frac{4}{\pi} D_{SL} A_{mark}} = \sqrt[3]{\frac{D_{SL}}{\pi} A_{Kreis}} = \sqrt[3]{D_{SL} (c_s L_t)^2}. \quad (6.1)$$

Wird bei dem verwendeten Düsendurchmesser von  $D_{SL} = 130 \mu\text{m}$  eine charakteristische Längenskala von  $L_{char}^t \approx 20 \mu\text{m}$  angenommen, so ergibt sich beim *PEB* Modell ein Verhältnis von Sekundärtropfendurchmesser zu turbulenter Längenskala von

$$\frac{D_{ST}^{PEB}}{L^t} = \sqrt[3]{\frac{D_{SL}}{L_{char}^t} c_s^2} \approx 2.66. \quad (6.2)$$

Dieser Wert entspricht nahezu dem Standardwert des Parameters  $C_2 = 2.6$ , welcher sich nach Gleichung 5.19 über den gleichen Quotienten, jedoch örtlich gemittelt, ergibt.

Abbildung 6.15 zeigt Tropfengrößenverteilungen in Abhängigkeit vom Parameter  $C_1$  links bzw.  $C_2$  rechts aus der Spraysimulation in der 50 mm Ebene. Erwartungsgemäß wird die Verteilung bei größeren Werten für  $C_1$  oder  $C_2$  zu größeren Tropfen hin verschoben. Bei der Variation von  $C_2$  wird das gesamte Spektrum der Tropfengrößen verschoben. Mit steigendem  $C_2$  reduziert sich die maximale Anzahldichte, da sich mit größerem Tropfendurchmesser die Anzahl der Tropfen je *parcel* reduziert. Der Parameter  $C_1$  hat einen stärkeren Einfluss auf die Anzahldichteverteilung. Mit steigendem  $C_1$  werden die ursprünglich kleinen Längenskalen im Randbereich vergrößert, da nach der Modellvorstellung ihre Energie für eine Abspaltung nicht ausreicht. Durch die direkte Berechnung der Tropfendurchmesser aus der Längenskala nach Gleichung 5.19 vergrößert sich der Durchmesser der kleinen Tropfen mit steigendem  $C_1$ . Nach Gleichung 5.10 vergrößert sich auch der Markierungsradius und durch die örtliche Mittelung verschwinden die *parcel* mit den kleinsten Tropfendurchmessern.

Abbildung 6.16 zeigt die mittleren Durchmesser  $D_{10}$  und die Sauterdurchmesser  $D_{32}$  bei der gleichen Variation der Parameter  $C_1$  und  $C_2$ , um diese Tendenzen quantitativ zu erfassen und systematisch zu untersuchen. Bei Variation von Parameter  $C_2$  werden alle Tropfendurchmesser-klassen gleichmäßig verändert, so dass der relative Abstand vom  $D_{32}$  zu  $D_{10}$  mit

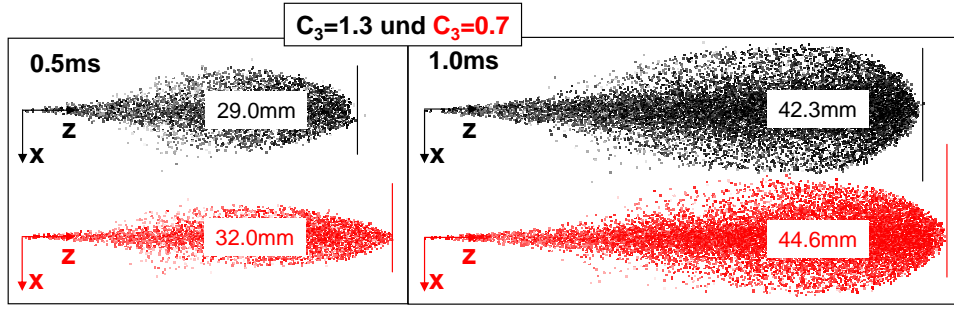


Abb. 6.17: Spraybilder aus der Simulation nach 0.5 und 1.0 ms bei der Variation des Parameters  $C_3$ ; Dieser definiert den Anteil der turbulenten kinetischen Energie, welcher in eine Quergeschwindigkeiten der Sekundärtropfen umgewandelt wird.

$$\frac{D_{32}}{D_{10}} = \frac{\sum_i D_i^3 / \sum_i D_i^2}{\sum_i D_i / \sum_i} \quad (6.3)$$

$$\approx \frac{\sum_i (L_i^t C_2)^3 / \sum_i (L_i^t C_2)^2}{\sum_i (L_i^t C_2) / \sum_i} = \frac{\sum_i (L_i^t)^3 / \sum_i (L_i^t)^2}{\sum_i (L_i^t) / \sum_i} \underbrace{\frac{\sum_i C_2^3 / \sum_i C_2^2}{\sum_i C_2}}_{=1} \quad (6.4)$$

$$\approx 1.4 \quad (6.5)$$

gleich bleibt. Die Herleitung zeigt, dass dieses Verhältnis unabhängig vom Parameter  $C_2$  ist. Das erklärt sich dadurch, dass beide statistischen Momente im Zähler eine Potenz höher sind als im Nenner und sich die Variable  $C_2$  damit wegekürzt.

Dagegen erhöhen sich bei größerem  $C_1$  hauptsächlich die Durchmesser der kleinen Tropfen. Damit wird der  $D_{10}$  stärker als der  $D_{32}$  erhöht. Der Einfluss der Parameter  $C_1$  und  $C_2$  auf die Sprayform und die Penetration ist im untersuchten Bereich vernachlässigbar und daher nicht dargestellt.

### 6.6.2 Parameter mit Einfluss auf die Sprayform und die Penetration

Die im Folgenden vorgestellten Parameter  $C_3$ ,  $C_4$  und  $C_5$  haben keinen direkten Einfluss auf die Tropfengrößen im Spray. Durch den schwachen aerodynamischen Zerfall sind auch die Tropfengrößenverteilungen in der 50 mm Ebene sehr ähnlich und werden daher nicht weiter diskutiert. Abbildung 6.17 zeigt Spraybilder nach 0.5 ms und nach 1 ms bei erhöhten und reduzierten Werten von  $C_3$ . Der Parameter gibt den Anteil der kinetischen Energie an, der in eine zusätzliche radiale Geschwindigkeitskomponente umgewandelt wird. Der Standardwert von  $C_3 = 1$  entspricht dem *PEB* Modell. Die Zahl in den Spraywolken entsprechen der Eindringtiefe. Im Gegensatz zum *PEB* Modell wird nicht mehr die gesamte Energie umgewandelt, sondern nach Gleichung 5.18 dient ein zufälliger Vorfaktor  $\chi[0..1]$  dazu, den chaotischen Zerfallsprozess abzubilden. Eine Erhöhung auf  $C_3 = 1.3$  entspricht den Grundlagen der Energieerhaltung, da im Mittel der gesamte Vorfaktor nach Gleichungen 5.13, 5.15 und 5.18 mit  $\sqrt{C_3} \chi[0..1]$  kleiner als eins ist und somit nur ein Teil der kinetischen Energie in der Düsenströmung zu Tropfenquergeschwindigkeiten umgewandelt wird. Bei größerem  $C_3$  erhöht sich die Quergeschwindigkeit der Sekundärtropfen und das Spray wird breiter.

Abbildung 6.18 zeigt links die Penetrationskurven und rechts die Strahlimpulse bei der Variation der Parameter  $C_3$  oben und  $C_4$  unten. Bei der Variation vom Parameter  $C_3$  ist der Unterschied zwischen dem Penetrationsverhalten nach ungefähr 0.7 ms maximal. Dies wird bei erhöhtem  $C_3$

direkt durch die breitere Sprayfront und den damit erhöhten aerodynamischen Widerstand der Spraywolke verursacht. Im weiteren Verlauf nähern sich die Penetrationskurven wieder einander. Verantwortlich dafür ist die Gasphase, welche durch das breitere Spray stärker beschleunigt wird und dann die Penetration der Sprayfront zu späteren Zeitpunkten unterstützt.

Diesen Effekt kann man auch im Strahlimpuls beobachten. Für diese Auswertung werden die Impulse aller *parcel* beim Durchqueren der ausgewerteten Abstandsebenen aufsummiert. Durch die aerodynamische Abbremsung reduziert sich der Strahlimpuls und beschleunigt die Gasphase. Der Strahlimpuls ist eine integrale Größe ähnlich der Penetration, er reagiert aber sensibler auf veränderte Tropfeneigenschaften innerhalb der Spraywolke. Daher wird er im Rahmen der Sensitivitätsanalyse verwendet, um Tendenzen und detaillierte Unterschiede der Sprays zu beschreiben. Mit steigendem  $C_3$  reduziert sich der Strahlimpuls stärker, da der Impulsaustausch mit der Gasphase beim breiteren Spray intensiviert ist.

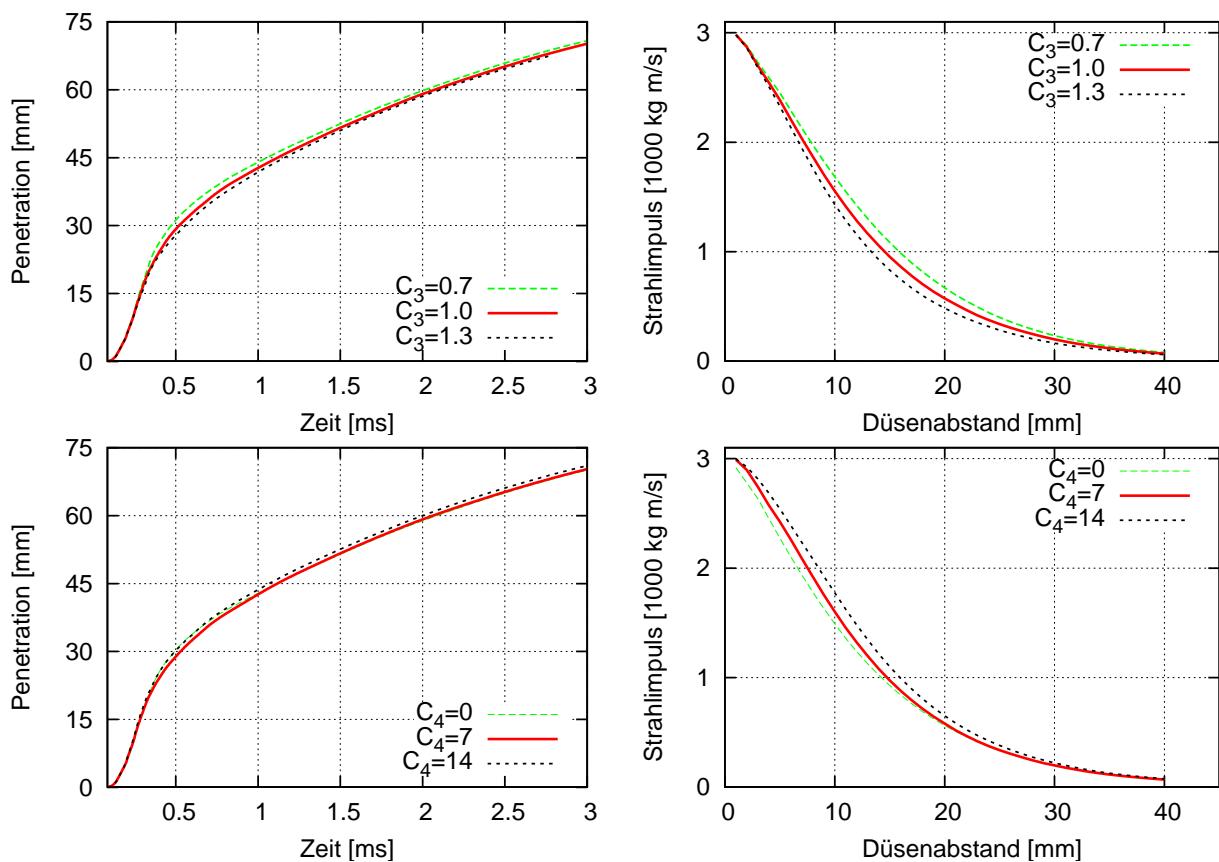


Abb. 6.18: Penetrationskurven (l.) und Strahlimpulse (r.) bei der Variation der Parameter  $C_3$  (o.) und  $C_4$  (u.); Der Parameter  $C_3$  legt den Anteil der verwendeten kinetischen Energie für die Quergeschwindigkeiten fest und der Parameter  $C_4$  steuert die Eindringtiefe der Primärligamente

Bei der Variation des Parameters  $C_4$  ändert sich die Eindringtiefe der Primärligamente. Diese berechnet sich nach Gleichung 5.9 bei den vorliegenden Bedingungen mit  $L_{DK} = C_4 0.6$  mm und ergibt für  $C_4 = 0, 7$  bzw. 14 Eindringtiefen  $L_{DK}$  von 0 mm, 4.2 mm bzw. 8.4 mm. Ein Einfluss von  $C_4$  auf die Sprayform ist in den Spraybildern nicht erkennbar und daher nicht gezeigt. Die Penetration erhöht sich unwesentlich um  $\Delta z < 1$  mm. Der Einfluss auf den Strahlimpuls ist deutlicher, da der Impulsaustausch mit der Gasphase stark vom Tropfendurchmesser abhängt. Verwendet man  $C_4 = 0$ , so zerfällt das Primärligament direkt bei der Initialisierung in kleine Sekundärtropfen und das Modellverhalten ist ähnlich dem *PEB* Modell. In Düsenähe entstehen damit viele kleine Tropfen, deren Gesamtoberfläche den Impulsaustausch zwischen Flüssigkeit und Gasphase intensiviert und damit den Strahlimpuls stärker reduziert. Obwohl der Parameter



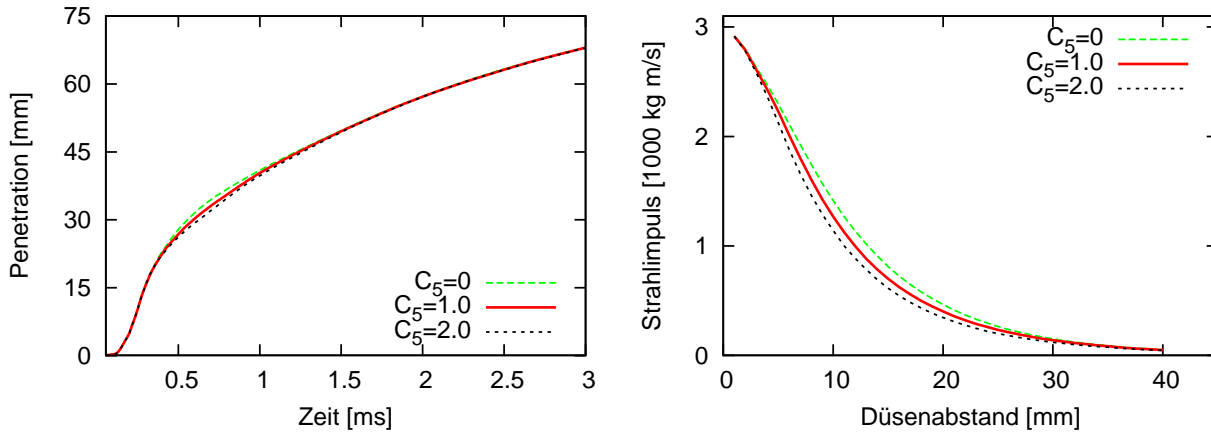


Abb. 6.20: Penetrationskurven (l.) und Strahlimpulse (r.) bei der Variation des Parameters  $C_5$ ; Dieser erhöht die Quergeschwindigkeiten der Sekundärtropfen in Abhängigkeit des lokalen Gasvolumenanteils

extrem auf Null und um Faktor zwei verändert wird, ist der Einfluss auf die Penetration, die Tropfengrößen und die Sprayform unwesentlich.

Wozu benötigt man denn diese Modellierungstiefe des Primärzerfalls? Aus Hochgeschwindigkeitsaufnahmen und Tropfengeschwindigkeitsmessungen vermutet man, dass der primäre Zerfallsprozess sehr schnell abläuft. Von Untersuchungen an isolierten Einzeltropfen weiß man, dass diese durch aerodynamische Kräfte in längeren Zeitspannen allmählich zerfallen. Dies wird in der Euler-Lagrangen Spraysimulation oft wie folgt abgebildet. Erstens wird am Düsenaustritt eine vorgegebene empirische Tropfengrößenverteilung initialisiert, welche den düsenabhängigen Primärzerfall abbildet. Zweitens wird ein langsamer über sehr viele Düsendurchmesser wirkender aerodynamischer Zerfall modelliert. Diese durchgeführte Parameterstudie zeigt, dass der Ort des düsennahen Primärzerfalls in der Simulation bei Raumtemperatur keinen großen Einfluss auf die zuvor genannten Sprayeigenschaften hat und legitimiert damit die Initialisierung der Tropfengrößenverteilung am Düsenaustritt.

Spraysimulationen bei höheren Temperaturen mit Verdampfungsmodellen könnten einen erhöhten Detaillierungsgrad benötigen. Mit einer veränderten Eindringtiefe sollte es möglich sein, die Dampfverteilung und die Penetration der Flüssigkeit direkt zu beeinflussen, ohne den Abgleich bei Raumtemperatur wesentlich zu beeinflussen.

### 6.6.3 Parameter mit Einfluss des Gasvolumenanteils

Der direkte Einfluss der Kavitation auf den Primärzerfall wird mit dem Parameter  $C_5$  gesteuert. Dieser verwendet den lokalen Gasvolumenanteil am Düsenaustritt, so dass seine Variation an der kavitierenden Düse 2 durchgeführt werden muss.

Abbildung 6.19 zeigt Spraybilder aus der Simulation nach 1.0 ms bei der Variation des Parameters  $C_5$ . Dieser verändert die Quergeschwindigkeiten bei der Abspaltung der Sekundärtropfen in Abhängigkeit vom lokalen Gasvolumenanteil (siehe Abschnitt 5.4). Bei großem  $C_5$  erkennt man im hinteren Bereich eine Verbreiterung der Spraywolke. Die Eindringtiefe ist nahezu gleich. Ein Einfluss auf die Sprayform ist also vorhanden, aber gering.

Abbildung 6.20 zeigt links die Penetration und rechts den Strahlimpuls bei der Variation des Parameters  $C_5$ . Die Diagramme bestätigen den geringen Einfluss. Bei erhöhtem  $C_5$  penetriert das Spray langsamer. Dies wird durch die erhöhten Quergeschwindigkeiten und das damit breitere Spray verursacht. Der Einfluss auf den Strahlimpuls ist wiederum stärker als auf die Penetration. Bei erhöhtem  $C_5$  intensiviert sich der Impulsaustausch mit der Gasphase und der Strahlimpuls reduziert sich stärker. Der Einfluss des Parameters  $C_5$  auf die Sprayeigenschaften ist gering.

Beim *EPEB* Modell ist der Einfluss der Kavitation auf das Spray durch die veränderte Turbulenz und die Quergeschwindigkeiten in der Düsenströmung stärker als der direkte Einfluss über den Gasvolumenanteil bzw. den Parameter  $C_5$ . Die Sekundärgeschwindigkeit und die Turbulenz der Düsenströmung führen normalerweise zu einem axialsymmetrischen Spray. Die Gasvolumenanteile am Düsenaustritt sind bei unsymmetrischer Zuströmung durch einseitige Kavitationszonen lokal sehr ungleich verteilt ([28]). Mit dem *EPEB* Modell können solche Asymmetrien von der Düsenströmung auf das Spray übertragen werden. Eine Validierung an Messdaten ist schwierig, da bei lokal aufgelösten Phasen-Doppler-Messungen zumeist von einem axialsymmetrischen Spray ausgegangen wird.

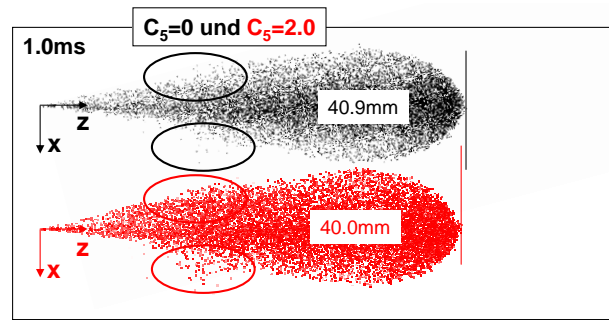


Abb. 6.19: Spraybilder aus der Simulation nach 1.0ms bei der Variation des Parameters  $C_5$ ; Dieser definiert den Anteil der turbulenten kinetischen Energie, welcher in eine Quergeschwindigkeiten der Sekundärtropfen umgewandelt wird

#### 6.6.4 Numerische Parameter

Mit den folgenden Simulationen wird die Unabhängigkeit der numerischer Parameter auf die Ergebnisse gezeigt. Dafür werden die Penetrationskurven verglichen. Zusätzlich werden ausgewählte Tropfengrößenverteilungen betrachtet, falls diese signifikante Veränderungen zeigen.

##### Diskretisierung der flüssigen Phase

Die Flüssigkeit wird durch Lagrange Partikel (*parcel*) dargestellt, welche sich in der kontinuierlichen Eulerschen Gasphase aufhalten. Die Anzahl dieser *parcel* sollte so groß sein, dass eine weitere Erhöhung keinen Einfluss auf die Lösung besitzt. Bei einer Halbierung bzw. Verdopplung der initialisierten *parcel* pro Zeitschritt von 9 auf 5 bzw. 18 ist der Einfluss auf die Lösung vernachlässigbar. Die Penetration als exemplarische Lösungsgröße verändert sich bei dieser Variation um durchschnittlich 0.1 mm und maximal um 0.5 mm. Die Anzahl der initialisierten Primärligamente beeinflusst direkt und proportional die Anzahl der abgespaltenen Sekundärtropfen. Diese Anzahl der Sekundärtropfen kann zusätzlich über den *EPEB* Modellparameter  $C_6$  gesteuert werden. Eine Veränderung dieses numerischen Parameters von 1.8 auf 1.0 bzw. 2.6 führt zu einer Gesamt*parcel*anzahl von 16853 bzw. 77419 und beeinflusst die Penetration um durchschnittlich 0.2 mm und maximal 0.5 mm. Beide Parameter haben also einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Penetration. Der Parameter  $C_6$  hat jedoch ansatzbedingt einen indirekten Einfluss auf die Durchmesser der Sekundärtropfen.

Abbildung 6.21 zeigt links die Tropfengrößenverteilung in der 50 mm Ebene und rechts charakteristische Durchmesser bei der Variation des Parameters  $C_6$ . Dieser steuert den Markierungsradius und legt damit die örtliche Diskretisierung für die Abspaltung fest. Mit steigendem  $C_6$  werden also mehr Sekundär*parcel* generiert, welche dann aber weniger Tropfen je *parcel* besitzen. Obwohl der Einfluss auf die Penetration sehr gering ist, verändern sich die mittleren Durchmesser um 10% und die Sauterdurchmesser um 3%. Mit steigendem  $C_6$  erhöhen sich die Tropfengrößen, da kleine Längenskalen im Randbereich durch die örtliche Mittelung zu größeren Tropfendurchmessern führen. Dieser Einfluss des numerischen Parameters  $C_6$  auf das Sprayverhalten liegt im akzeptablen Bereich. Der Standardwert  $C_6 = 1.8$  bietet ein guten Kompromiss zwischen örtlicher Diskretisierung und der Anzahl entstehender Sekundär*parcel*. Pro Primär*parcel* bilden sich 11.7 Sekundär*parcel*.



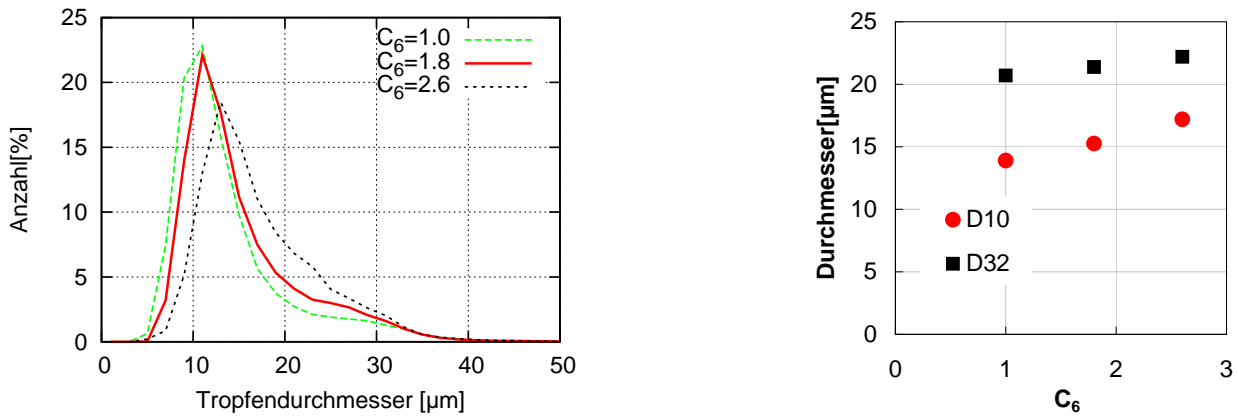


Abb. 6.21: Tropfengrößenverteilung in der 50 mm Ebene (l.) und charakteristische Durchmesser (r.) bei der Variation des Parameters  $C_6$ , welcher den Markierungsradius steuert

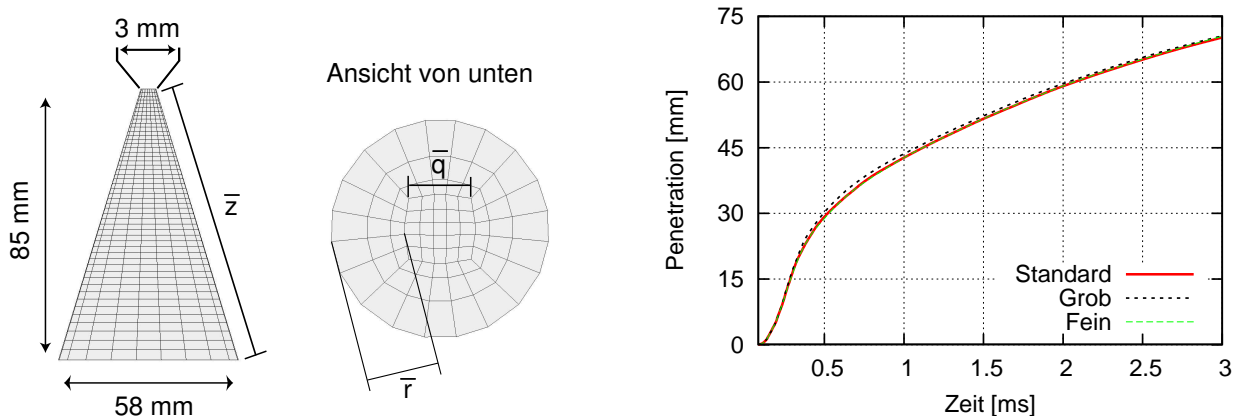


Abb. 6.23: Schematische Darstellung des Rechengitters (r.) mit Zellanzahlen des Standardgitters von:  $\bar{q} = 13$ ,  $\bar{r} = 10$  und  $\bar{z} = 139$  und Penetration bei der Variation des Gitters um den Volumenfaktor 2 (l.)

### Zeitliche und örtliche Diskretisierung

Abbildung 6.22 zeigt die Penetration bei der Variation der Zeitschrittweite von  $5\mu s$  auf  $2.5\mu s$  bzw.  $10\mu s$ . Um die Anzahl der *parcel* pro Zelle statistisch konstant zu halten, ist auch die Anzahl der *parcel* pro Zeitschritt umgekehrt proportional angepasst.

Bei der Erhöhung der Zeitschrittweite von  $5\mu s$  auf  $10\mu s$  erhöht sich die Penetration um maximal 1.3 mm und bei einer Reduzierung auf  $2.5\mu s$  verringert sich die Penetration geringfügiger um maximal 0.5 mm. Die Änderung der Lösung ist bei der größeren Zeitschrittweite mehr als doppelt so groß. Die Zeitschrittweite von  $\Delta t = 5\mu s$  ist daher geeignet, um eine von der zeitlichen Diskretisierung unabhängige Lösung zu erzielen.

Abbildung 6.23 zeigt rechts eine schematische Darstellung des Rechengitters und links die Penetration bei der Variation des Gitters. Das Gitter entspricht dem von Friedrich [26] und hat insgesamt 95771 Zellen. Die Zellgröße beträgt am Ort

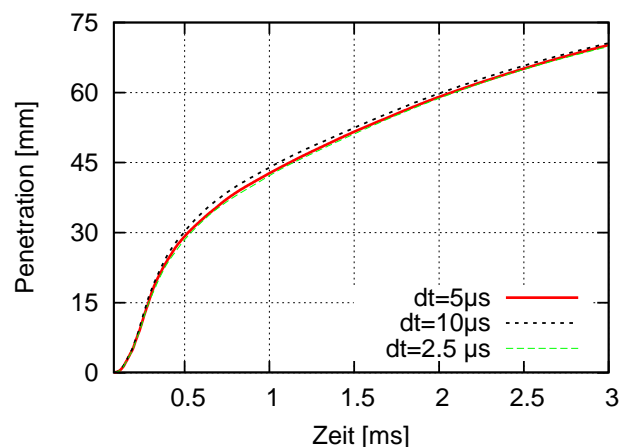


Abb. 6.22: Penetration bei der Variation der Zeitschrittweite

der Initialisierung  $87\ \mu\text{m} \cdot 87\ \mu\text{m} \cdot 500\ \mu\text{m}$  und am unteren Ende des Rechengitters  $1.4\ \text{mm} \cdot 1.4\ \text{mm} \cdot 500\ \mu\text{m}$ . Um den Gittereinfluss zu identifizieren ist das Zellvolumen um den Faktor zwei vergrößert und verkleinert worden. Die Penetration bei dem gröberen Gitter ist maximal  $1.3\ \text{mm}$  schneller und beim Verfeinern maximal  $0.4\ \text{mm}$  langsamer. Damit ist der Einfluss der örtlichen Auflösung auf die Sprayeigenschaften gering.

Durch die Euler-Lagrange Betrachtungsweise ist es prinzipbedingt nicht möglich, durch eine weitere Verfeinerung zu einer Gitterunabhängigkeit zu gelangen. Bei der Eulerschen Betrachtungsweise führt eine Netzverfeinerung des Rechengitters prinzipiell zu einer Erhöhung der Rechengenauigkeit. Die Ursache dafür liegt bei den Differenzialquotienten in den Erhaltungsgleichungen, welche in der Simulation durch Differenzenquotienten der Strömungsgrößen an den Gitterpunkten angenähert werden. Liegen die Gitterpunkte enger beieinander, so reduziert sich der Unterschied zwischen dem Differenzialquotienten und dem Differenzenquotienten und das Simulationsergebnis wird genauer.

Bei den hier durchgeführten Euler-Lagrangen Sprayrechnungen, werden die *parcel* in Lagranger Betrachtungsweise verfolgt. Diese tauschen Masse, Energie und Impuls mit der Gasphase aus. Prinzipiell ist es bei der Euler-Lagrangen Sprayrechnungen wichtig, die Anzahl der *parcel* so groß zu wählen, dass die örtliche und zeitliche Statistik des Sprays in jeder Gitterzelle abgebildet wird. Subramaniam und O'Rourke [99] zeigen in numerischen Studien, dass bei der Euler-Lagrangen Sprayrechnung keine Konvergenz bei verfeinertem Gitter erreicht werden kann.

## 6.7 Simulationsergebnisse vom Spray der Prinzipdüse

Nach den Untersuchungen an Dieseldüsen wird nun der Strahlzerfall an der Prinzipdüse untersucht. Die Ergebnisse zeigen eine zufriedenstellende Vorhersagbarkeit des Aufbruchverhaltens und der Sprayeigenschaften.

### 6.7.1 Randbedingungen

Die Düsengeometrie entspricht der Prinzipdüse B mit Störkörper in Abbildung 3.2. Für die Sprayrechnung mit dem *EPEB* Modell werden die in Abschnitt 6.2.1 beschriebenen Ergebnisse der Düsenströmungssimulation verwendet. Wie beim *PEB* Modell wird kontinuierlich derselbe Strömungszustand an das Primärzerfallsmodell übergeben, so dass sich ein stationäres Spray entwickelt.

Die numerischen Randbedingungen für die Prinzipdüse sind in der dritten Spalte der Tabelle 6.1 aufgelistet. Das Rechengitter hat den selben schematischen Aufbau wie in Abbildung 6.23 und besitzt 99 406 Zellen. Die Aufteilung erfolgt mit  $\bar{q} = 30$ ,  $\bar{r} = 10$  und  $\bar{z} = 45$ . Die Gitterlänge beträgt  $z = 30\ \text{mm}$  und der Durchmesser des Rechengebietes erweitert sich von  $D_1 = 60\ \text{mm}$  auf  $D_2 = 240\ \text{mm}$ . Die Parameter des *EPEB* Modells sind weitestgehend konstant gehalten und entsprechen den fett gedruckten Standardwerten in der Tabelle 6.2. Lediglich der Parameter für die Eindringtiefe der Primärligamente ist von  $C_4 = 7$  auf  $C_4 = 0.7$  um eine Größenordnung reduziert. Nach Gleichung 5.9 ergibt sich damit eine Eindringtiefe von  $L_{DK}^{DB} = 24\ \text{mm}$ .

### 6.7.2 Tropfengrößen

Abbildung 6.24 zeigt links die Tropfengrößenverteilung aus der Simulation in drei Düsenabständen und aus Phasen-Doppler-Messungen am Sprayrand in  $z = 100\ \text{mm}$  Abstand an einer radialen Position von  $R = 6\ \text{mm}$ . Die Messdaten entsprechen den Daten in Abbildung 3.11 und sollten für das gesamte Spray charakteristisch sein.

In der Simulation verändert sich die Tropfengrößenverteilung mit dem Düsenabstand nur geringfügig bei Düsenabständen von  $z < 20\ \text{mm}$ . Dies liegt einerseits daran, dass der Primärzerfall

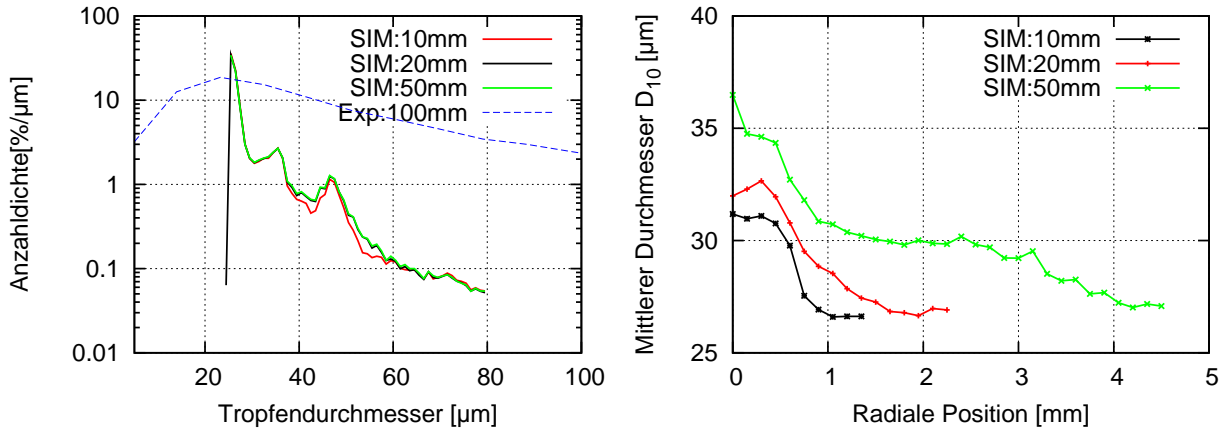


Abb. 6.24: Links: Tropfengrößenverteilung aus der Simulation in drei Düsenabständen und aus Phasen-Doppler-Messungen am Sprayrand in  $z = 100$  mm Abstand an einer radialen Position von  $R = 6$  mm (entspricht Daten in Abbildung 3.11), Rechts: Mittlere Durchmesser  $D_{10}$  an unterschiedlichen radialen Positionen aus der Simulation in drei Düsenabständen

in diesem Abstand größtenteils abgeschlossen ist und andererseits der Sekundärzerfall durch die kleinen Tropfenweberzahlen bedeutungslos ist.

Die Verteilung der Simulation zeigt ein Tropfengrößenspektrum von  $D_{min} = 25 \mu\text{m}$  bis  $D_{max} = 80 \mu\text{m}$ . Die Werte ergeben sich aus der Verteilung der turbulenten Längenskalen in Abbildung 6.2 unten rechts. Die kleinsten Tropfendurchmesser werden stark durch den Anteil der korrigierten Längenskalen durch den Parameter  $C_1$  beeinflusst. Die Verteilung der Spraysimulation zeigt keine signifikanten Bimodalitäten und die Wahrscheinlichkeitsdichte sinkt wie im Experiment mit zunehmender Tropfengröße. Der mittlere Tropfendurchmesser der Phasen-Doppler-Messungen mit  $D_{10}^{Exp100mm} = 56 \mu\text{m}$  ist ungefähr doppelt so groß wie in der Spray-simulation  $D_{10}^{Sim20mm} = 30.5 \mu\text{m}$ . Der Abgleich der Tropfengrößenverteilung zwischen Simulation und Experiment wird als ausreichend bewertet. Es zeigt sich, dass ohne Parameteranpassung unter völlig anderen Randbedingungen eine Tropfengrößenverteilung ohne Bimodalitäten mit zu kleinen Durchmessern vorhersagt wird. In der Simulation ändert sich die Tropfengrößenverteilung mit dem Düsenabstand nur unwesentlich, so dass dies nicht die Unterschiede erklären kann. Die mangelhafte Turbulenzmodellierung in der Düsenströmung ist wahrscheinlich die Ursache für diese Abweichung. Erhöht sich die Turbulenzintensität durch eine verbesserte Düsenströmungssimulation, so entstehen im Zusammenspiel mit ihrer Dissipation auch größere turbulente Längenskalen am Düsenaustritt. Außerdem sind die Phasen-Doppler-Daten nur in größeren Düsenabständen und am Sprayrand verwertbar, wie in Abschnitt 3.6.3 gezeigt wurde. Besonders die großen Tropfen, welche in der Simulation fehlen, können bei den Phasen-Doppler-Messungen nur schwer vom Rauschen unterschieden werden.

Abbildung 6.24 zeigt rechts die mittleren Tropfendurchmesser  $D_{10}$  an unterschiedlichen radialen Positionen aus der Simulation in drei Düsenabständen. Die charakteristische Tropfengröße reduziert sich mit dem radialen Abstand. Dies wird durch die am Rand beginnende Abspaltung im Bereich der kleineren Längenskalen verursacht. Diese Tendenz entspricht den Phasen-Doppler-Messungen in Abbildung 4.29 Bild D für radiale Positionen  $R < 5$  mm. Da diese jedoch im Sprayzentrum durch das Rauschen einen extremen systematischen Fehler zu größeren Tropfendurchmessern haben, ist ein direkter Vergleich nicht aussagekräftig. In Düsennähe mit  $L < 24$  mm erhöht sich mit zunehmendem Abstand bei der Simulation der mittlere Tropfendurchmesser, da sich die größeren Tropfen tendenziell später aus dem Primärligament lösen und erst anschließend radial verteilen.

Die vorhergesagte Tropfendurchmesserverteilung ist zu schmal und der Mittelwert zu klein aber unimodal. Mit verbesserter Turbulenzmodellierung in der Düse und weiteren Messdaten bei anderen Randbedingungen können die Parameter für diesen Aufbruchbereich angepasst werden,

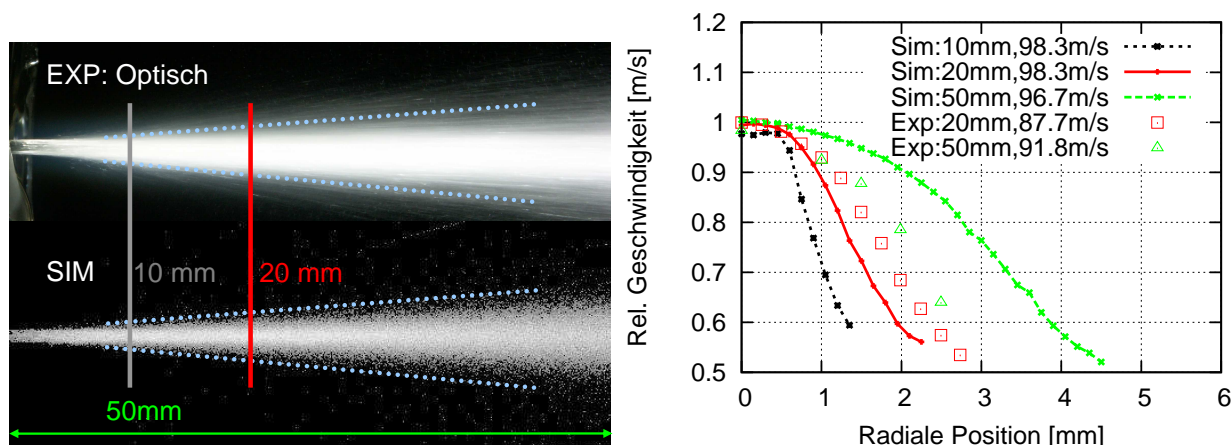


Abb. 6.25: Links: Spraybild aus dem Experiment (siehe Abbildung 4.1) und Massendarstellung aus der Spraysimulation bei einer Reynoldszahl von  $Re = 3500$ , Rechts: Radiale Geschwindigkeitsprofile normiert auf die jeweilige maximale Geschwindigkeit in Düsenabständen von  $z = 10, 20$  und  $50$  mm aus der Spraysimulation und den Phasen-Doppler-Messungen

um die Tropfengrößen besser vorherzusagen.

### 6.7.3 Spraybilder und Geschwindigkeiten

Abbildung 6.25 zeigt links oben ein Spraybild aus dem Experiment und darunter eine Massendarstellung aus der Spraysimulation bei einer Reynoldszahl von  $Re = 3500$ . Im Experiment sind die hellen Bereiche durch starke optische Reflexionen und die Langzeitbelichtung übersättigt. In der Simulation ist die Masse entlang des optischen Pfades aufsummiert. Durch das stationäre Spray können hier die Masseverteilungen von 40 Zeitpunkten gemittelt werden. Im Gegensatz zu den transienten Dieselsprays wird damit die pixelige Darstellung vermieden. Durch eine nachfolgende Gammakorrektur sind die entstehenden Graustufen wie im Experiment in Sättigung gebracht. Die blau gepunkteten Linien mit einem Öffnungswinkel von  $10^\circ$  sind in beiden Bildern eingefügt, um die Sprays besser vergleichen zu können. Der Öffnungswinkel ist in beiden Bildern stark vom zugrundegelegten Schwellwert abhängig und stimmt im Rahmen dieser Genauigkeit gut überein. Die roten und grünen Linien entsprechen den Düsenabständen für den folgenden Vergleich der Geschwindigkeitsprofile.

Abbildung 6.25 zeigt rechts radiale Geschwindigkeitsprofile in Düsenabständen  $z$  von 10, 20 und 50 mm aus der Spraysimulation und den Phasen-Doppler-Messungen. Die Geschwindigkeiten sind jeweils auf die Maximalwerte normiert. Das Geschwindigkeitsprofil der Spraysimulation wird mit zunehmendem Düsenabstand breiter, während in der Messung die Breite nahezu gleich bleibt. Definiert man die Spraybreite über eine normierte Geschwindigkeit von 60% des Maximalwerts, so ist sie im Düsenabstand von  $z = 20$  mm durch die Simulation um 20% unterschätzt. Beim größeren Düsenabstand von  $z = 50$  mm wird diese Spraybreite um 50% überschätzt. In der Simulation in der 50 mm Ebene sind die Tropfen am Sprayrand also deutlich schneller. In den Phasen-Doppler-Messungen können Tropfen besonders am Sprayrand doppelt erfasst werden. Dies bedeutet, dass kleine und langsame Tropfen durch Verwirbelungen im Sprayauffang ein weiteres Mal gemessen werden. Die Erfassung dieser deutlich langsameren Tropfen könnte die reduzierten mittleren Geschwindigkeiten der Phasen-Doppler-Messung erklären. Die maximalen Geschwindigkeiten im Experiment sind ca. 10% kleiner. In der Düsensimulation sind die Geschwindigkeiten in der Kernströmung durch die breitere Wandgrenzschicht überschätzt. Während mit Laser-Doppler-Messungen in der Düse lokal maximal 97 m/s gemessen wurden, liegen in der Simulation in über 50% der Düsenaustrittsfläche mehr als 100 m/s vor. Zusätzlich sind bei den Phasen-Doppler-Messungen die Tropfengeschwindigkeiten durch die ungenaue Jus-

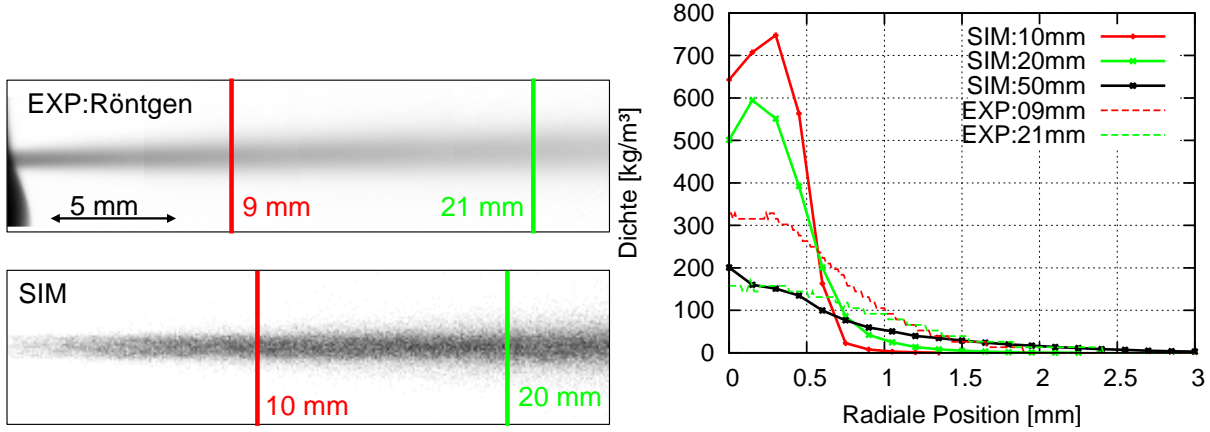


Abb. 6.26: Links: Röntgenbild aus Experimenten von Balewski [10] und Massendarstellung aus der Spraysimulation der Prinzipdüse B bei einer Reynoldszahl von  $Re = 3500$ ; Rechts: Dichteprofile aus Röntgenmessungen und aus der Spraysimulation der Düse B mit Störkörper bei einer Reynoldszahl  $Re = 3500$ ,

tage des Strahlabstandes mit einem systematischen Fehler von bis zu  $dw_{bias} = 6\%$  behaftet. Weiterhin können die gemessenen Tropfensignale aus der Spraymitte durch die hohe Intensität der Reflexion auch aus umliegenden langsameren Bereichen stammen und damit den Mittelwert reduzieren.

Der Vergleich zeigt eine Überschätzung der Tropfengeschwindigkeiten in der Simulation bei größeren Düsenabständen. Der radiale Verlauf der Geschwindigkeit aus dem Experiment kann durch die Spraysimulation tendenziell und in der richtigen Größenordnung vorhergesagt werden.

### 6.7.4 Spraydichte

Für den Sprayabgleich stehen zusätzlich Röntgendaten von Balewski [10] zur Verfügung. Die Auflösung der Röntgenbilder ist bei den vorliegenden Messdaten durch einen großen Brennfleck im Sender reduziert und die Abbildung ist unscharf. Mit der Durchlichttechnik stehen quantitative Dichteinformationen des Sprays zur Verfügung, welche unter Annahme der Axialsymmetrie von Balewski zu radialen Dichteprofilen umgerechnet sind.

Abbildung 6.26 zeigt links oben ein Röntgenbild und darunter eine Massendarstellung aus der Spraysimulation der Prinzipdüse B bei einer Reynoldszahl von  $Re = 3500$ .

Die Strahlwurzel in der Simulation ist deutlich heller, da die *parcel* bei der Initialisierung eine zufällige Position zwischen Düsenaustritt und maximal erreichbarer Position innerhalb des Zeitschritts bekommen. Die Strahlwurzel im Experiment ist durch die Unschärfe der Röntgenröhre schmaler. Durch die unterschiedlichen Grauwerte sind die Ergebnisse hier nur qualitativ vergleichbar. Auffällig ist, dass im Röntgenbild der Grauwert in der Strahlmitte mit dem Düsenabstand deutlich abnimmt, während in der Simulation die Verbreiterung des Strahlkerns ohne Abnahme des Grauwerts dominiert. Die roten und grünen Linien entsprechen den Düsenabständen für den folgenden Vergleich der Dichteprofile.

Abbildung 6.26 zeigt rechts mittlere Dichten im düsen nahen Spray in unterschiedlichen radialen Abständen aus den gleichen Daten. Die experimentellen Daten sind mit Hilfe der inversen Radontransformation und unter Annahme eines axialsymmetrischen Sprays auf radiale Dichteverteilungen umgerechnet. Die im düsen nahen Sprayzentrum nicht erreichte maximale Dichte von  $\rho_l = 897 \text{ kg/m}^3$  wird durch die Unschärfe der Röntgenröhre verursacht. Die maximale Dichte im Sprayzentrum ist daher beim Experiment unterschätzt, während die Spraybreite überschätzt ist. Die Röntgendaten sind hier trotzdem für einen Vergleich abgebildet, da damit neue Möglichkeiten für einen qualitativ und quantitativ hochwertigen Sprayabgleich im

Düsennahbereich entstehen. Während optische Aufnahmen ein Vergleich der äußeren Sprayform ermöglichen, kann mit den Röntgenbildern direkt der Zerfall des kompakten Strahlkerns untersucht werden.

In der Simulation werden für die Berechnung der lokalen Dichte alle *parcel* berücksichtigt, welche eine Kreisscheibe im angegebenen Düsenabstand im Bereich der angegebenen radialen Position passieren. Von diesen wird das Volumen mit der volumengewichteten Geschwindigkeit  $W_{30}$  multipliziert und durch die Fläche der Kreisscheibe  $A^{KS}(R)$  und der untersuchten Zeitspanne  $dT$  dividiert, so dass sich die Dichte mit

$$\rho_z(R) = \frac{W_{30} M_z(R)}{A^{KS}(R) dT} = \frac{W_{30} \sum_i \pi/6 D_i^3 n_i}{\pi ((R + dr)^2 - (R - dr)^2) (T_{max} - T_{min})} \quad (6.6)$$

ergibt. In der Simulation ist die maximale Dichte bei minimalem Düsenabstand nur knapp unterhalb der Dichte reiner Flüssigkeit von  $\rho_f = 897 \text{ kg/m}^3$ . Bei Düsenabständen  $z \leq 20 \text{ mm}$  ist die Dichte im Bereich des verlängerten Spritzlochs mit  $R < 0.55 \text{ mm}$  deutlich größer als weiter außen. Etwa an dieser radialen Position schneiden sich die radialen Dichteverteilungen der 10 mm und der 20 mm Profile. Während also die Dichte im verlängerten Spritzloch stark abnimmt, erhöht sich die Dichte außerhalb. In der Simulation liegt erst in der 50 mm Ebene ein deutlich abgeflachtes Dichteprofil vor. Die maximale Dichte der Simulation im Sprayzentrum beträgt dort  $\rho_{50mm}(R = 0) = 200 \text{ kg/m}^3$  und entspricht einem lokalen Volumenanteil der Flüssigkeit von ungefähr 25%. Dies ist ein Indiz dafür, dass dort keine sphärischen Tropfen sondern Ligamente vorliegen. Verwendet man die Perkolationstheorie aus Abschnitt 5.4 und vertauscht gedanklich die flüssige und die gasförmige Phase, so kann man bei einem so hohen Volumenanteil eher große Ligamente als kleine Einzeltropfen erwarten. Die aufsummierte Dichte aller Tropfen in der Simulation ergibt in allen Ebenen den eingestellten Volumenstrom von  $q = 4.5 \text{ l/min}$ , was in den Röntgenmessungen durch die fehlende Geschwindigkeitsinformation nicht geprüft werden kann.

Vergleicht man die Dichteprofile der Röntgenmessungen und der Spraysimulationen, so decken sich die Tendenzen mit zunehmendem Düsenabstand und mit zunehmendem radialen Abstand. In der Simulation ist der Strahlzerfall und die Sprayaufweitung im Düsennahbereich unterschätzt. Die unscharfe Röntgenabbildung durch den großen Brennfleck führt allerdings ebenfalls zu einer Überschätzung des Strahlzerfalls, so dass mittels der vorhandenen Daten eine abschließende Bewertung nicht möglich ist.

## 6.8 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

Inner- und außerhalb der Prinzipdüse liegen orts aufgelöste quantitative Messdaten vor, welche einen Abgleich zwischen Experiment und Simulation ermöglichen. Die Ergebnisse zeigen, dass die Modellierung der Turbulenz und der Kavitation für die Strömung in der Prinzipdüse ungenügend ist. Die Ursache dafür liegen in den Zweigleichungs-Turbulenzmodellen, deren Vorhersagekraft bei den schwach-turbulenten Reynoldszahlen nur ungenügend ist. In der Dieseldüse wird die Turbulenz durch die höhere Reynoldszahl wahrscheinlich besser modelliert und die Kavitation hat einen geringeren Einfluss auf die Strömung [9]. Allerdings existieren hier weniger quantitative Messdaten, so dass letztere Behauptungen im Rahmen dieser Arbeit nicht bewiesen werden können. In Folgearbeiten sollten daher die Modellierungstiefe bei den Prinzipdüsen erhöht werden und die Messtechniken an Dieseldüsen weiterentwickelt werden.

Die auf den Düsenströmungsinformationen basierende Spraysimulation mit dem *EPEB* Primärzerfallsmodell ist auf die Dieseldüsen optimiert. Für Dieselsprays liegen umfangreiche Messdaten unter verschiedenen Randbedingungen von unterschiedlichen Messsystemen vor. Das *EPEB* Modell ermöglicht einen Abgleich durch Parameteranpassung. Die anschließenden Vorausberechnungen bei einer zweiten Düsengeometrie und bei einer Variation des Kammerdrucks zeigen eine

gute Vorhersagbarkeit der Simulation. Die nachfolgende Sensitivitätsanalyse zeigt quantitative Einflüsse der Modellparameter auf die Sprayeigenschaften.

Die abschließende Simulation des Sprays der Prinzipdüse zeigt trotz der völlig verschiedenen Randbedingungen plausible Ergebnisse. Eine bessere Validierung für diesen Anwendungsfall könnte durch die Anpassung der Modellparameter erreicht werden. Dies wird im Rahmen dieser Arbeit allerdings als nicht zielführend angesehen, da die Qualität der Düsenströmungssimulation ungenügend erscheint. Dafür sind weitere Messungen bei veränderten Randbedingungen nötig, um signifikant unterschiedliche Sprayeigenschaften für einen Abgleich zu generieren.

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Die physikalischen Wirkzusammenhänge vom Einfluss der Düsenströmung auf die Spraybildung sind bei Druckzerstäubern nur lückenhaft verstanden. Daher muss die Düsengeometrie bei Hochdruck Dieseleinspritzsystemen empirisch optimiert werden, um die Leistung des Motors zu maximieren und den Verbrauch bzw. den Schadstoffausstoß zu minimieren. Im Rahmen der 3D CFD Simulation können Modelle des primären Strahlzerfalls die Düsenströmung eng mit der Motorrechnung koppeln, um das Verständnis für den Einfluss der Düsengeometrie auf den Gesamtprozess zu erhöhen. Zielsetzung der Arbeit war es, die Düsenströmung *und* das Spray quantitativ experimentell zu untersuchen, um mit den gewonnenen Erkenntnissen die Modellierungsansätze für den Primärzerfall zu verbessern und diese anschließend im Rahmen von Euler-Lagrangen Spraysimulationen zu validieren.

### 7.1 Messergebnisse

Mit experimentellen Untersuchungen an Druckzerstäubern soll das grundlegende Verständnis über die Wirkzusammenhänge beim Strahlzerfall erhöht werden. Dazu werden Prinzipdüsen aus Plexiglas® zusammen mit einer brechungsindexangepassten Flüssigkeit verwendet, um einen ungestörten optischen Zugang zur Spritzlochströmung zu gewährleisten. In Übereinstimmung mit der Auslegung am Ohnesorgediagramm zerstäubt die Flüssigkeit bereits bei Drücken von  $p_E \approx 70$  bar. Die Düsenströmung kann durch den großen Spritzlochdurchmesser von  $D_{SL} \approx 1$  mm quantitativ untersucht werden. Das Laser-Doppler-System mit einer örtlicher Auflösung von  $\Delta x \approx 25 \mu\text{m}$  ermöglicht lokale Geschwindigkeitsmessungen mit bis zu sieben Messpunkten innerhalb der Grenzschicht. Durch das geringe Systemrauschen und die hohen Datenraten kann man aus der Standardabweichung den Turbulenzgrad ableiten.

Bei den Reynoldszahlen von  $Re \approx 4000$  kommt es nur bei sichtbarer Kavitation zur Zerstäubung. Die zuvor gelöste Luft gast im Bereich der Kavitation aus, so dass sich hinter Gebieten mit Dampfkavitation Gasblasen bilden, welche mit der Strömung aus dem Spritzloch transportiert werden. Um die Blasendurchmesser zu bestimmen, wird das System durch zwei weitere Empfänger zu einer Phasen-Doppler Anordnung erweitert. Verändert man die Düsengeometrie durch einen Störkörper im Einlauf, so erhöht sich die Anzahl der Gasblasen und die gemessene Standardabweichung. Ersteres ist ein Zeichen für die intensivierte Kavitation und letzteres ist ein Zeichen für eine erhöhte Turbulenz. Folgende beiden Wirkzusammenhänge können dies erklären: Durch die zusätzliche Strömungsumlenkung reduziert sich der lokale Druck im Rückströmgebiet. Dies intensiviert die Kavitation, was wiederum die Turbulenz erhöht. Umgekehrt entstehen durch den Störkörper mehr Verwirbelungen, welche direkt die Turbulenz erhöhen. In den Wirbelzentren sinkt der Druck und verstärkt damit die Kavitationswahrscheinlichkeit. Fest steht, dass bei den vorliegenden Randbedingungen die Turbulenz und die Kavitation gemeinsam auftreten.

Im Spray misst ein Phasen-Doppler-System die Spraydichte, die Tropfengeschwindigkeiten und ihre Durchmesser. Die Ergebnisse zeigen einen positiven Einfluss des Störkörpers und der Strömungsgeschwindigkeit auf den Strahlzerfall. Mit Störkörper erhöht sich bei steigender Reynoldszahl in der Düse die Turbulenz und im Spray reduziert sich der mittlere Tropfendurchmesser. Da der aerodynamische Zerfall durch die kleinen Tropfen Weberzahlen schwach ist, wird als Hauptursache für den verbesserten Zerfall die Turbulenzerhöhung vermutet. Bei scharfer Einlasskante und erhöhter Reynoldszahl kommt es ohne Störkörper zur *Superkavitation* und mit Störkörper



zum *partial hydraulic flip*. Bei diesen Phänomenen erstreckt sich die Dampfkavitation bis zum Düsenaustritt und die Aufbereitungsqualität verschlechtert sich.

## 7.2 Primärzerfallsmodellierung

Die Ergebnisse motivieren ein turbulenzinduziertes Zerfallsmodell, da die Turbulenz stets mit Kavitation beobachtet wurde und erhöhte Turbulenz stets zu einem verbesserten Zerfall führte. Umgekehrt müsste ein kavitationsinduziertes Zerfallsmodell die hochdynamischen nichtlinearen mikroskopischen Prozesse der Kavitation berücksichtigen und z.B. zwischen Blasen- und Filmbildung differenzieren.

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte *EPEB*<sup>1</sup> Primärzerfallsmodell ist eine Weiterentwicklung des *PEB*<sup>2</sup> Modells von Schott[82], welches die turbulente Energie als Hauptursache für den Zerfall verwendet. Am Düsenaustritt werden masseerhaltend Primärligamente in Spritzlochrichtung initialisiert. Diese repräsentieren den dichten Kern und transportieren die Strömungseigenschaften vom Düsenaustritt in den Zerfallsbereich. In Abhängigkeit von diesen Daten werden Teilbereiche der Düsenströmung masse- und impulserhaltend abgespalten, welche dann die (Sekundär-) Tropfen des Sprays bilden.

Das *PEB* Modell ist um folgende Punkte zum *EPEB* Modell erweitert worden: Die Primärligamente werden impulserhaltend statt in Spritzlochrichtung initialisiert und transiente Düsenströmungsdaten können verarbeitet werden. Damit sind schwankende Bewegungen des Sprays durch sich zeitlich ändernde mittlere Quergeschwindigkeiten der Düsenströmung möglich. Die Abspaltung der Sekundärtropfen erfolgt kontinuierlich über einige Spritzlochdurchmesser und nicht direkt am Düsenaustritt, indem die Länge des düsen nahen Zerfallsbereichs apriori berechnet wird. Die Tropfendurchmesser werden nun direkt über die turbulente Längenskala statt über eine volumenbasierte Dualität berechnet. Dies erhöht die Transparenz, da sich die Verteilung der Tropfengrößen direkt aus der örtlichen Verteilung der turbulenten Längenskalen am Düsenaustritt ergibt. Die Quergeschwindigkeiten werden nur noch anteilig von der Düsenströmung auf die Tropfen übertragen, um den chaotischen Zerfallsprozesses abzubilden. Dadurch wird vermieden, dass bei einer Düsenströmung ohne Sekundärgeschwindigkeiten mit konstantem Turbulenzgrad ein Hohlkegelspray entsteht.

Während die Kavitation im *PEB* Modell nicht berücksichtigt wurde, kann sie im *EPEB* Modell den Zerfall verbessern. Ist der Gasvolumenanteil am Düsenaustritt lokal größer Null, so besitzen dort abgespaltene Sekundärtropfen entsprechend weniger Masse und die turbulenzinduzierte Quergeschwindigkeit erhöht sich proportional zur freien Oberfläche. In Anlehnung an die Perkolations-theorie wird dafür eine nichtlineare Funktion hergeleitet, welche die Summe der freien Oberflächen in Abhängigkeit vom lokalen Gasvolumenanteil berechnet. Das Ergebnis zeigt ein Maximum bei einem Gasvolumenanteil von 9% und kann damit die beobachtete limitierte positive Wirkung der Kavitation auf den Strahlzerfall wiedergeben.

## 7.3 Simulationsergebnisse

Mit den Parametern des *EPEB* Primärzerfallsmodells lassen sich einzelne Aspekte des Zerfalls unabhängig voneinander wichten, so dass eine separate Beeinflussung der Zerfallslänge, der Tropfengrößen und der Sprayform bzw. Penetration möglich ist. Durch die resultierenden unimodalen Verteilungen können die Tropfengeschwindigkeiten und ihre Durchmesser gut mit Verteilungen aus Phasen-Doppler-Messdaten verglichen werden.

Bei einem Dieselspray zeigen sich sehr gute Übereinstimmungen der Penetration, des Spraybildes, der Tropfengeschwindigkeiten und ihrer Durchmesser. Bei zwei Variationen der Düsengeometrie

<sup>1</sup>Enhanced Primary Energetic Breakup

<sup>2</sup>Primary Energetic Breakup

und des Kammerdrucks werden die gemessenen Unterschiede der Penetration und der lokalen Geschwindigkeiten gut vorausberechnet. Eine Sensitivitätsanalyse der Modellparameter bestätigt erwartete qualitative Tendenzen, zeigt deren quantitativen Einfluss und bestätigt die einfache Handhabbarkeit der Modellparameter. Eine Spraysimulation der zuvor untersuchten Prinzipdüse B mit Störkörper liefert bei völlig anderen Randbedingungen einen Strahlzerfall ähnlich den Messungen. Besonders der Vergleich mit der düsennahen Masseverteilung aus einer Röntgenmessung[10] zeigt das Potenzial für weitere Verbesserungen der Modellierung durch grundlagenorientierte Experimente.

Durch die Verwendung der lokalen Strömungsdaten inklusive zweier Turbulenzgrößen am Düsenaustritt für die Tropfeninitialisierung und deren Zerfall entsteht eine enge Kopplung zwischen der Düsenströmung und den Sprayeigenschaften. Damit erhöht sich die Vorhersagbarkeit und Einflussstudien bei Motorrechnungen können zukünftig besser die Ergebnisse bei unterschiedlichen Düsengeometrien vorausberechnen.

## 7.4 Ausblick

Bei den Doppler-Messungen an der Prinzipdüse kann eine Variation der Traceranzahl und der im Einlauf gelösten Luft den Strahlzerfall beeinflussen und damit interessante Erkenntnisse über deren Wirkung liefern. Die Asymmetrie des Sprays sollte durch Messungen bei unterschiedlichen axialen Ausrichtungen der Düse überprüft werden. Damit kann man die Frage beantworten, ob sich die im Spritzloch signifikanten Asymmetrien der Gasblasenanzahl auf das Spray übertragen oder ob die bisherige Annahme eines axialsymmetrischen Sprays berechtigt bleibt. Wenn es gelingt, durch geschickte Wahl der Düsengeometrie die Kavitation und die Turbulenz unabhängig voneinander zu variieren, kann man mit Messungen weitere Erkenntnisse über die Wirkzusammenhänge bei der Spraybildung gewinnen. Ein anderer Ansatz ist die Düsengeometrie und die verwendete Flüssigkeit ähnlicher den Dieselsbedingungen zu wählen, um die Relevanz für die Entwicklung von Einspritzsystemen zu erhöhen. Ein erster Vergleich von Röntgenmessungen und Simulationsergebnissen hat bereits das hohe Potenzial gezeigt, die Modellierung durch quantitative Messdaten aus dem düsennahen Strahlkern zu verbessern. Durch Weiterentwicklung der Röntgenmesstechnik kann die örtliche und zeitliche Auflösung erhöht werden, um mit diesen Daten das Primärzerfallsmodell weiter zu verfeinern.

Besonders bei der Strömungssimulation der Prinzipdüsen mit leicht turbulenten Reynoldszahlen und dem starken Kavitationseinfluss sind höherwertige Modellierungsansätze oder eine direkte Berechnung der Kavitation bzw. der Turbulenz nötig, um die für den Strahlzerfall relevanten Phänomene abzubilden. Die Spraysimulationen haben gezeigt, dass die Tropfeneigenschaften durch das Primärzerfallsmodell sehr eng mit der Düsenströmung gekoppelt sind. Nach den ersten positiven Abgleichen zwischen Simulations- und Messergebnissen bei Dieselsprays sollten weitere Studien bei veränderten Düsengeometrien, Druck- und Temperaturbedingungen folgen, um das Modell mit dem aktuellen Parametersatz auf seine Allgemeingültigkeit zu prüfen. Besonders bei erhöhter Temperatur wird erwartet, dass das Modell durch den örtlich aufgelösten Zerfallsprozess Vorteile gegenüber alternativen Ansätzen aufzeigt.

# Anhang A

## Daten der Ölmischung für die Prinzipdüse

### Daten der Einzelkomponenten

Prüfverfahren	Prüfmethode	Shell Gravex 913	Shell Gravex 917
Farbe	DIN ISO 2049	L 0,5	L 0,5
Dichte bei 15 °C kg/m <sup>3</sup>	DIN 51757	893	898
Brechzahl bei 20 °C	DIN 51423-2	1,489	1,492
Flammpunkt (o.T. Cleveland) °C	DIN ISO 2592	150	155
Pourpoint °C	DIN ISO 3016	< -60	-57
Kinematische Viskosität bei	DIN 51562		
20 °C mm <sup>2</sup> /s		18	31
40 °C mm <sup>2</sup> /s		8,4	12,5
100 °C mm <sup>2</sup> /s		2,2	2,7
Schwefelgehalt (RFA) % m	DIN EN ISO 14596	0,1	0,1
Anilinpunkt °C	DIN ISO 2977	64	68
Kohlenstoffverteilung (S-Kor.)	DIN 51378		
C <sub>A</sub> %		11	11
C <sub>N</sub> %		45	44
C <sub>P</sub> %	oder	44	45
Refraktionsinterzept (r <sub>i</sub> )		1,0440	1,0444
VDK	ASTM D 2140	0,867	0,865
Clay Gel Analyse	ASTM D 2007		
polare Verbindungen % m		0,1	0,1
aromatische Verbindungen % m		36,6	37,6
gesättigte Verbindungen % m		63,3	62,6
Verdampfungsverlust (22 h bei 225 ° F / 107 °C) % m	ASTM D972	31	15

### Daten der Ölmischung

Dichte	[kg/m <sup>3</sup> ]	896,6
Oberflächenspannung	[N/mm <sup>2</sup> ]	29,69
kinematische Viskosität (20°C - 27°C)	[mm <sup>2</sup> /s]	26
dynamische Viskosität (20°C - 27°C)	[mPa]	23,28
Brechzahl	[-]	1,491
Mischungsverhältnis	[-]	1 / 2
V <sub>Gravex 913</sub> / V <sub>Gravex 917</sub>		

# Anhang B

## Umrechnung vom Volumenstrom zur Reynoldszahl

Die Umrechnung des eingestellten Volumenstroms zur korrespondierenden Reynoldszahl ist in Tabelle B.1 dargestellt. Die Berechnung der Reynoldszahl erfolgt mit dem Durchmesser des Spritzlochs und der aus dem Volumenstrom ermittelten Geschwindigkeit nach

$$Re = \frac{\bar{u} D \rho_F}{\eta_F} = \frac{4 q \rho_F}{\pi D_{SL} \eta_F} \tag{B.1}$$

Bei gleichem Volumenstrom ist damit die Reynoldszahl der Düse C mit dem größeren Spritzlochdurchmesser kleiner als von Düse B.

Abb. B.1: Volumenstrom und resultierende Reynoldszahlen der Düse B und C

Volumenstrom q[l/min]	Düse C Re[-]	Re Düse B Re[-]
3	2165	2362
3.5	2526	2756
4	2887	3150
4.5	3248	3543
5	3609	3937
5.5	3970	4331
6	4331	4724
6.5	4692	5118
7	5053	5512

# Anhang C

## Grundlagen der Düsenströmung

### C.1 Turbulenz

Wie in der Literatur üblich [77, 33, 75] wird im Rahmen dieser Arbeit die Turbulenzintensität  $Tu$  im Spritzloch als isotrop angenommen und daher über die gemessene Standardabweichung  $u'$  und den Mittelwert  $\bar{u}$  der Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung mit

$$Tu = \frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}} = \frac{\sum_i \sqrt{(u_i - \bar{u})^2}}{\sum_i u_i} \quad (C.1)$$

definiert. Diese Intensität kann auch als kinetische Energie der Wirbel interpretiert werden [82, 11]. Misst man an einer festen Position im Strömungsfeld kontinuierlich die Geschwindigkeit, so kann man mit der Autokovarianzfunktion

$$C_{xx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T (u(t) - \bar{u})(u(t + \tau) - \bar{u}) dt. \quad (C.2)$$

das integrale Zeitmass

$$I_x = \int_0^\infty C_{xx}(\tau) d\tau \quad (C.3)$$

bestimmen. Dies ist eine Zeitspanne für eine charakteristische Abhängigkeit der Schwankungsgeschwindigkeiten, wie man sie innerhalb eines Wirbels erwartet. Mit der mittleren Geschwindigkeit  $\bar{u}$  kann diese in ein Längenmass

$$L_x \approx \frac{I_x}{\bar{u}} \quad (C.4)$$

umgerechnet werden, welches als die Größe charakteristischer Wirbel interpretiert werden kann. Diese Länge ist neben der Intensität eine weitere Möglichkeit zur Charakterisierung der Turbulenz.

Mit der Fouriertransformation kann man aus der Autokorrelationsfunktion <sup>1</sup>  $R_{xx}$  auch das Leistungsdichtespektrum mit

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{xx} \exp(-j\omega\tau) d\tau \quad (C.5)$$

berechnen, um die Turbulenzenergie in den einzelnen Frequenzbereichen zu bestimmen.

Abbildung C.1 zeigt im großen Bild exemplarisch ein Leistungsdichtespektrum einer voll ausgebildeten turbulenten Strömung nach Pope [65]. Das kleine Bild ist eine schematische Darstellung der Energiekaskaden und Wirbelgrößen nach Kolmogorov's Theorie aus Frisch [27]. Mit dem Leistungsdichtespektrum können die lokalen Turbulenzeigenschaften sehr detailliert beschrieben werden, da zum Beispiel dominante Frequenzen oder die Dissipation beobachtet werden können. Die Turbulenzenergie entsteht in großen Wirbelstrukturen und hat daher im Leistungsdichtespektrum ein Maximum bei kleinen Frequenzen. Die Energie wird in kleinere Wirbel transportiert und reduziert sich bei doppelt logarithmischer Auftragung typischerweise mit einem Gradienten von  $-5/3$ . Dabei erhöht sich die Isotropie und im Bereich der kleinsten Wirbel dissipiert

---

<sup>1</sup>Die Autokorrelationsfunktion ergibt sich ähnlich der Autokovarianzfunktion aber ohne Abzug der Mittelwerte

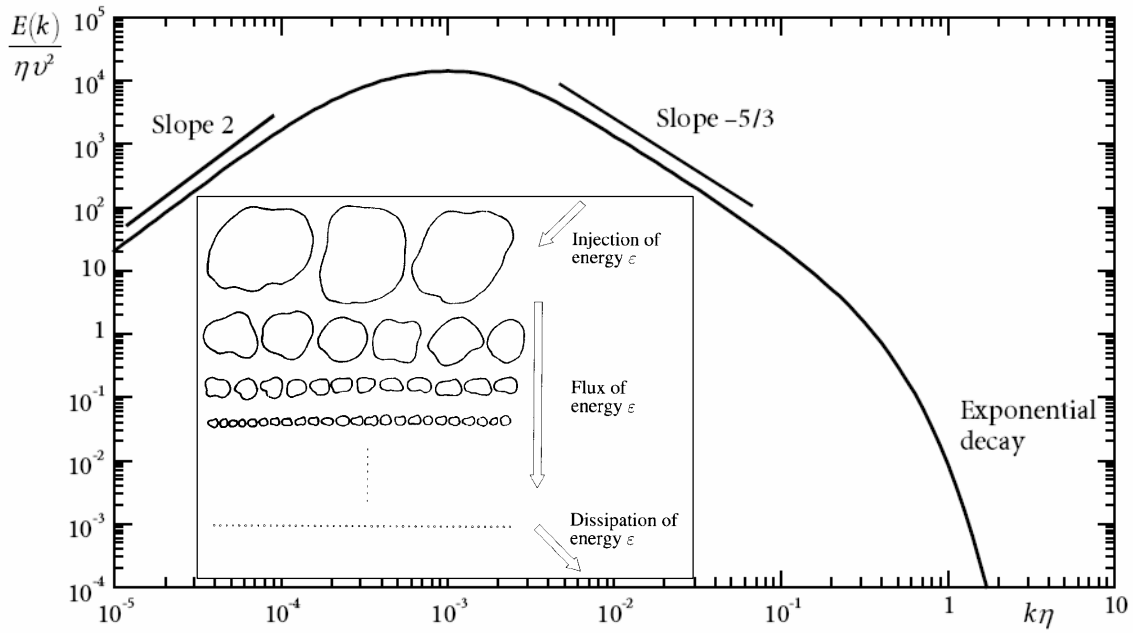


Abb. C.1: Leistungsdichtespektrum einer vollausgebildeten turbulenten Strömung (großes Bild aus [65]) und schematische Darstellung der Energiekaskaden nach Kolmogorov's Theorie (kleines Bild aus [27])

die Energie vollständig in Wärme. Mit dem Leistungsdichtespektrum können die turbulenten Strömungseigenschaften untersucht und diskutiert werden.

Die Strömung im Spritzloch kann vereinfacht als Rohrströmung betrachtet werden. Das Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften wird durch die Reynoldszahl  $Re$  angegeben und berechnet sich aus der kinematischen Viskosität  $\nu$ , dem Durchmesser  $D$  und der mittleren Geschwindigkeit  $\bar{u}$ . Im Bereich der kritischen Reynoldszahl

$$Re_{krit} = \frac{\bar{u} D}{\nu} \approx 2300 \quad (C.6)$$

wechseln die Strömungseigenschaften von laminar zu turbulent. Typischerweise steigt die Intensität der Turbulenz mit der Reynoldszahl, da sich die dämpfenden Kräfte der Zähigkeit reduzieren. Der Beginn dieser *Transition* hängt stark von den Start- und Randbedingungen ab.

## C.2 Kavitation

Abbildung 2.1 zeigt eine schematische Darstellung der Strömungsgeometrie und des Druckverlaufs in einer Einloch Voraussdüse. Fällt der Druck unter einen kritischen Druck  $p_{krit}^2$ , so verdampft die Flüssigkeit und es entsteht eine Mehrphasenströmung. Die Bildung und Auflösung von Hohlräumen in der Flüssigkeiten durch Druckschwankungen bezeichnet man als Kavitation. Entstehen die lokalen niedrigen Drücke durch die strömungsführende Geometrie, so bezeichnet man dies nach einer Gliederung von Young et al. [115] als *hydrodynamische* Kavitation. Ihre Intensität wächst mit steigender Reynoldszahl und lässt sich durch die Konizität des Spritzloches, einen abgerundeten Einlaufradius, ein verlängertes Spritzloch oder einen erhöhten Kammerdruck reduzieren.

Die hydrodynamische Kavitation kann nach ihrer Erscheinungsform weiterhin wie folgt unterschieden werden. Bei *fester* Kavitation bzw. Filmkavitation haften Hohlräume an der strömungsführenden Geometrie und verändern instationär ihre Form. Bei der *wandernden* Kavitation

<sup>2</sup>Der kritische Druck liegt normalerweise niedriger als der Dampfdruck  $p_D$  der Flüssigkeit

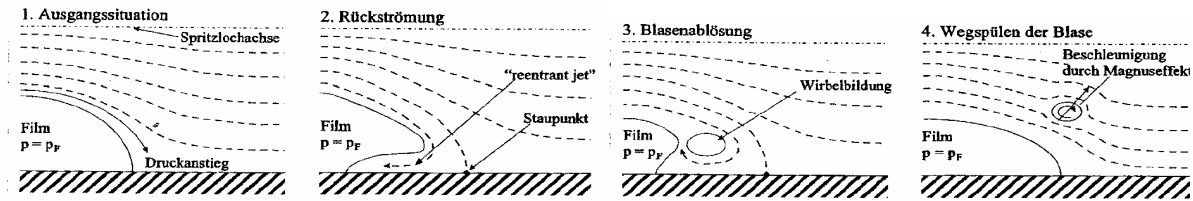


Abb. C.2: Schematische Darstellung der Blasenablösung hinter dem Kavitationsgebiet bei einer schwach turbulenten Strömung aus Badock [9]

bewegen sich die Blasen und Hohlräume mit der Strömung und kollabieren wieder. Bei der *Wirbelkavitation* erzeugen hohe Scherkräfte Blasen im Wirbelzentrum.

### C.3 Ausgasung

Um den Einfluss gelöster Luft auf die Düsenströmung und die Spraybildung besser zu verstehen werden nachfolgend interessante Teilaspekte der Ausgasung beschrieben.

Überschreitet der Gasgehalt die Sättigungskonzentration, so beginnen die Gasmoleküle aus der Flüssigkeit zu diffundieren. Bei der Sättigungskonzentration herrscht ein dynamisches Gleichgewicht zwischen beiden Diffusionsrichtungen. Diese Sättigungskonzentration ist vom Druck und von der Temperatur abhängig. Durch die hohen Druckgradienten in der Düsenströmung wird der Gleichgewichtszustand zwischen dem Gasdruck in der Blase und der Sättigungskonzentration in der Flüssigkeit nicht erreicht. Typische Zeitspannen für die Diffusion liegen im Bereich von Stunden. Brunn [15] zeigt, dass die Geschwindigkeit dieses Diffusionsprozesses in der Nähe der Dampfkavitation um Größenordnungen beschleunigt ist. Daher sammelt sich die ausgegaste Luft in der Dampfkavitationszone, welche folglich aus einem Gemisch aus Dampf und Gas besteht. Steigen die lokalen Drücke stromabwärts wieder über einen kritischen Wert, so kondensiert der Dampf spontan und das Gas sammelt sich in mikroskopischen Blasen. Der Kavitationsfilm geht daher stromabwärts in eine wandernde Blasenkavitation über. Abbildung C.2 zeigt schematisch, wie dieser Vorgang am Ende des Kavitationsfilms aussehen kann. Durch den Magnuseffekt können auch bei einem an der Wand haftenden Kavitationsfilm die Blasen in die Kernströmung transportiert werden. Durch ihre geringe Volumenänderung haben die Gasblasen lediglich einen schwachen Einfluss auf die Strömung. Brenner et al. [14] weisen darauf hin, dass sich das Volumen der Gaskavitationsblasen im Spritzloch stromabwärts durch den Druckabfall erhöht.

# Anhang D

## Fehlerfortpflanzung bei Laser-Doppler-Messungen

Der Einfluss der fehlerbehafteten Messgröße (z. B. Abstand der Laserstrahlen) auf das Endergebnis (z.B. Geschwindigkeit) wird mit einer linearen Approximation um den Arbeitspunkt und einer Abschätzung der Fehlergröße bestimmt. Durch aufsummieren der einzelnen voneinander unabhängigen Fehlerbeiträge der ursprünglichen Fehlern erhält man den Gesamtfehler.

$$v(f_s, \lambda, a, f) := \frac{f_s \cdot \lambda}{2 \cdot \sin\left(\arctan\left(0.5 \cdot \frac{a}{f}\right)\right)}$$

Berechnung der Geschwindigkeit

$f := 310 \cdot 10^{-3}$	$df := 0.1 \cdot 10^{-3}$	Brennweite Sendeoptik in m
$a := 15 \cdot 10^{-3}$	$da := 0.2 \cdot 10^{-3}$	Strahlabstand in m
$\lambda := 514.5 \cdot 10^{-9}$	$d\lambda := 0.1 \cdot 10^{-9}$	Wellenlänge in m
$f_s := 35 \cdot 10^6$	$df_s := 0.1 \cdot 10^6$	Schwebefrequenz in Hz

$T_{df_s} := df_s \cdot \left  \left( \frac{d}{df_s} v(f_s, \lambda, a, f) \right) \right  \cdot \frac{m}{s}$	$T_{df_s} = 1.064 \frac{m}{s}$
$T_{d\lambda} := d\lambda \cdot \left  \left( \frac{d}{d\lambda} v(f_s, \lambda, a, f) \right) \right  \cdot \frac{m}{s}$	$T_{d\lambda} = 0.072 \frac{m}{s}$
$T_{df} := df \cdot \left  \left( \frac{d}{df} v(f_s, \lambda, a, f) \right) \right  \cdot \frac{m}{s}$	$T_{df} = 0.12 \frac{m}{s}$

### Einstellbarer Strahlabstand:

$a := 15 \cdot 10^{-3}$	$da := 0.2 \cdot 10^{-3}$	Strahlabstand in m
$T_{da} := da \cdot \left  \left( \frac{d}{da} v(f_s, \lambda, a, f) \right) \right  \cdot \frac{m}{s}$	$T_{da} = 4.961 \frac{m}{s}$	
$dv := T_{df_s} + T_{d\lambda} + T_{da} + T_{df}$	$dv = 6.217 \frac{m}{s}$	

### Fixierter Strahlabstand:

$a := 15 \cdot 10^{-3}$	$da := 0.5 \cdot 10^{-4}$	Strahlabstand in m
$T_{da} := da \cdot \left  \left( \frac{d}{da} v(f_s, \lambda, a, f) \right) \right  \cdot \frac{m}{s}$	$T_{da} = 1.24 \frac{m}{s}$	
$dv := T_{df_s} + T_{d\lambda} + T_{da} + T_{df}$	$dv = 2.496 \frac{m}{s}$	

Mit einstellbarem Strahlabstand ergibt sich ein Gesamtfehler der Geschwindigkeit von  $dv_E = 6.2 \text{ m/s}$ . Mit einem vom Hersteller fixiertem Strahlabstand reduziert sich der Gesamtfehler auf  $dv_F = 2.5 \text{ m/s}$ .



## Anhang E

### Raumwinkel der Empfangsoptiken

Der kanonische Raumwinkel  $\Omega$  entspricht als geometrische Größe im dreidimensionalen Raum dem Winkel in der Ebene. Er wird als Teilfläche  $S$  einer Kugel dividiert durch das Quadrat des Radius  $r$  der Kugel definiert. Der von der Empfangsoptik erfasste Raumwinkel ist proportional zur empfangenen Lichtleistung. Ein großer kanonischer Raumwinkel kann damit das Rauschen reduzieren. Für das in Abschnitt 3.6 beschriebene Laser-Doppler-System ergibt sich der kanonische Raumwinkel  $\Omega$  mit einem Linsendurchmesser von  $D_{LD} = 30 \text{ mm}$  und einer Brennweite von  $f_{LD} = 80 \text{ mm}$  zu:

$$\Omega_{LD} = 4 \pi \left( \sin \left( \tan \left( \frac{D_{LD}}{f_{LD}} \right) \right) \right)^2 = 0.121\%. \quad (\text{E.1})$$

Für das verwendete Phasen-Doppler-System in der Düse mit der Maske A ergibt sich bei 3 Detektoren ein Raumwinkel von

$$\Omega_{LD} = \frac{1}{3} 4 \pi \left( \sin \left( \tan \left( \frac{D_{PD}}{f_{PD}} \right) \right) \right)^2 = 0.018\%. \quad (\text{E.2})$$

Damit ist der kanonische Raumwinkel bei der Laser-Doppler-Messung

$$\Omega_{LD} = 6.7 \Omega_{PD} \quad (\text{E.3})$$

größer und das Signal Rausch-Verhältnis mit der Laser-Doppler-Empfangsoptik auf der Mikrobank besser.

# Anhang F

## Differenzgeschwindigkeit zwischen Gasblasen und Flüssigkeit

### F.1 Widerstandskraft

Haben Blase und Flüssigkeit unterschiedliche Geschwindigkeiten, so erfährt die Blase eine beschleunigende Kraft. Diese Widerstandskraft lässt sich in allgemeiner Form wie folgt darstellen:

$$\vec{F}_D = -\frac{1}{2} C_D \rho_l \pi \frac{D_b^2}{4} |\vec{u}_b - \vec{u}_i| (\vec{u}_b - \vec{u}_i) \quad (\text{F.1})$$

$C_D$  steht hierbei für einen Ausdruck, für den in der Literatur viele verschiedene Korrelationen angegeben werden. Im Falle von sehr kleinen Reynoldszahlen

$$Re_b = \frac{D_b \rho_l |\vec{u}_b - \vec{u}_i|}{\eta_F} \lesssim 0.1 \quad (\text{F.2})$$

kann  $C_D$  analytisch berechnet werden. Für höhere Reynoldszahlen  $Re_b$  kann bei runden, nicht deformierbaren Partikel folgende Standard-Beziehung verwendet werden:

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re_b} (1 + 0.15 Re_b^{0.687}), & \text{wenn } Re_b < 1000 \\ 0.44, & \text{wenn } Re_b \geq 1000 \end{cases} \quad (\text{F.3})$$

Für die Blasen gilt diese Beziehung, wenn sie sphärisch sind. Dies ist bei den Gaskavitationsblasen im Spritzloch gegeben, wie die Phasenkorrelation der Phasen-Doppler-Messung zeigt.

### F.2 Impulsbilanz

Fasst man die einzelnen auf die Blase wirkenden Kräfte zusammen, so ergibt sich folgende Gleichung zur Bestimmung der Blasengeschwindigkeit:

$$\frac{d(m_b \vec{u}_b)}{dt} = -V_b \nabla p + m_b \vec{g} - C_w V_b (\vec{u}_b - \vec{u}_l) - C_{VM} V_b \rho_l \left( \frac{d(\vec{u}_b)}{dt} - \frac{D(\vec{u}_l)}{Dt} \right) \quad (\text{F.4})$$

Werden die Schwerkraft, der Druckgradient und die virtuelle Masse vernachlässigt, so vereinfacht sich diese Gleichung zu

$$\frac{d(m_b \vec{u}_b)}{dt} = C_w V_b (\vec{u}_b - \vec{u}_l) \quad (\text{F.5})$$

### F.3 Analytische Abschätzung

Verwendet man die Widerstandskraft der Gasblase in der Impulsbilanz, so ergibt sich:

$$\frac{d(m_b \vec{u}_b)}{dt} = -\frac{1}{2} C_D \rho_l \pi \frac{D_b^2}{4} |\vec{u}_b - \vec{u}_i| (\vec{u}_b - \vec{u}_i) \quad (\text{F.6})$$

Nimmt man an, dass nur die Blasengeschwindigkeit zeitabhängig ist, so ergibt sich folgende vereinfachte Differenzialgleichung

$$d(\vec{u}_b(t)) = k (\vec{u}_b(t) - \vec{u}_l) |\vec{u}_b(t) - \vec{u}_l| dt \quad (\text{F.7})$$

mit

$$k = \frac{1}{2} \frac{C_D \rho_l \pi D_b^2/4}{m_b}. \quad (\text{F.8})$$

Die Lösung der Differenzialgleichung beschreibt die Blasengeschwindigkeit mit:

$$\vec{u}_b(t) = \vec{u}_l + \left( \frac{1}{\vec{u}_b(t_0) - \vec{u}_l} - t k \right)^{-1}. \quad (\text{F.9})$$

Verwendet man die extrem konservative Abschätzung für den Widerstandsbeiwert mit  $C_D = 0.44$ , so ergibt sich bei einer Blasenstartgeschwindigkeit von  $|\vec{u}_b(t_0)| = 10\text{m/s}$  und bei einer Geschwindigkeit der Flüssigkeit von  $|\vec{u}_l| = 100\text{m/s}$  ein Schlupf kleiner als  $1\text{m/s}$  innerhalb von  $t_1 = 0.069\mu\text{s}$ . In dieser Zeit bewegt sich die Gaskavitationsblase um maximal  $s_1 = 6.8\mu\text{m}$  was noch kleiner als das Detektionsvolumen ist.

Diese Abschätzung zeigt, dass die Differenzgeschwindigkeit zwischen Gaskavitationsblase und umgebender Flüssigkeit im Vergleich zu sonstigen Ungenauigkeiten bei der Messung vernachlässigbar ist.

## Anhang G

### Ergänzende Diagramme von Laser-Doppler-Messungen in der Düse

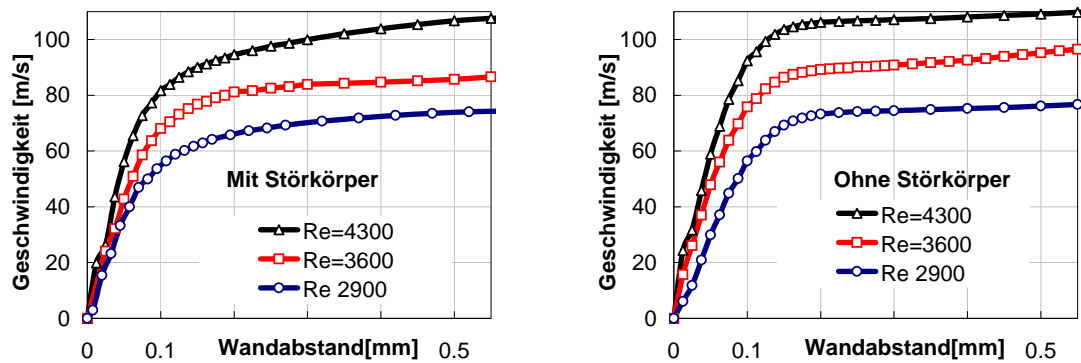


Abb. G.1: Mittelwerte der Geschwindigkeit bei Düse C mit (l.) und ohne (r.) Störkörper bei unterschiedlichen Reynoldszahlen

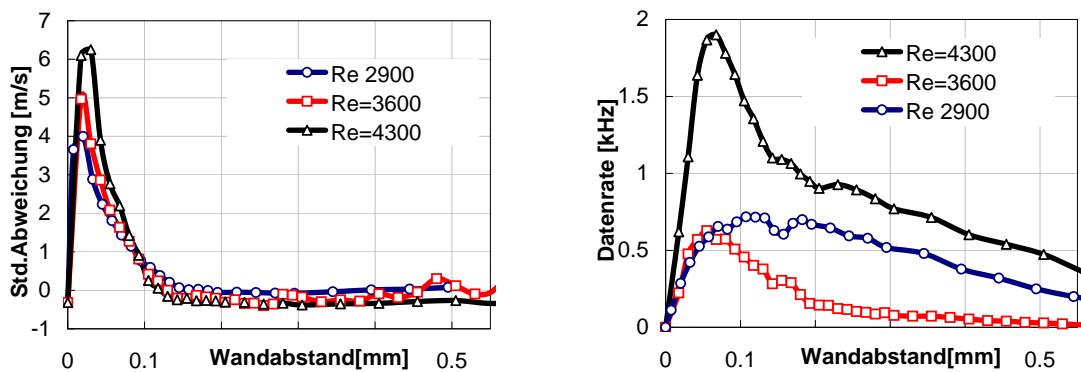


Abb. G.2: Standardabweichungen (l.) der Geschwindigkeit und Datenrate (r.) bei Düse C ohne Störkörper bei unterschiedlichen Reynoldszahlen, Standardabweichung sind mit Signalrauschen und Geschwindigkeitsgradienten korrigiert

# Anhang H

## Ergänzende Diagramme von Phasen-Doppler-Messungen im Spray

Alle Messdaten stammen von Phasen-Doppler-Messungen bei einer Reynoldszahl von  $Re = 3500$  an der Düse B mit Störkörper in einem Düsenabstand von  $z = 100$  mm.

### H.1 Einfluss der Parameter des Messsystems

In diesem Abschnitt wird quantitativ die Abhängigkeit der Sprayergebnisse von Parametern des Phasen-Doppler-Messsystems gezeigt.

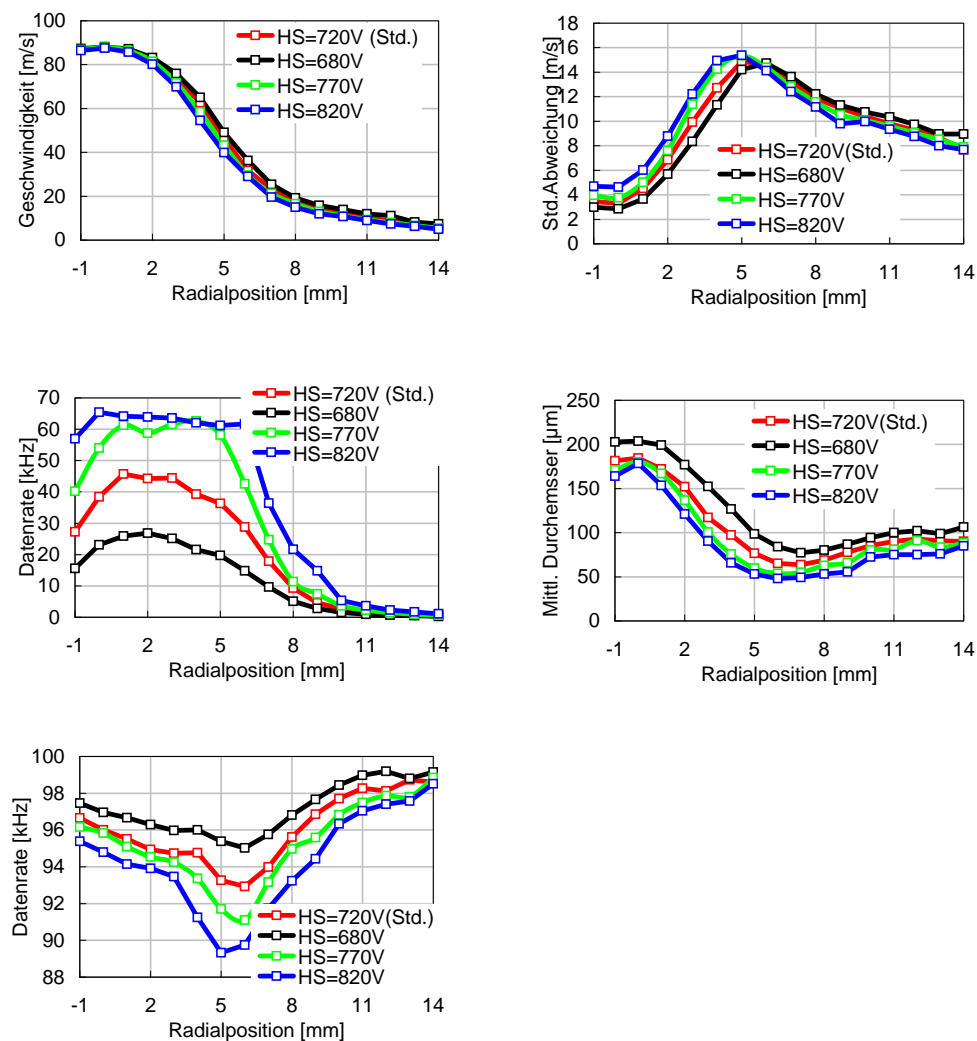


Abb. H.1: Geschwindigkeitsprofile, Standardabweichungen, Datenraten, Tropfendurchmesser und Validierung bei unterschiedlichen **Hochspannungen am Photovervielfacher**

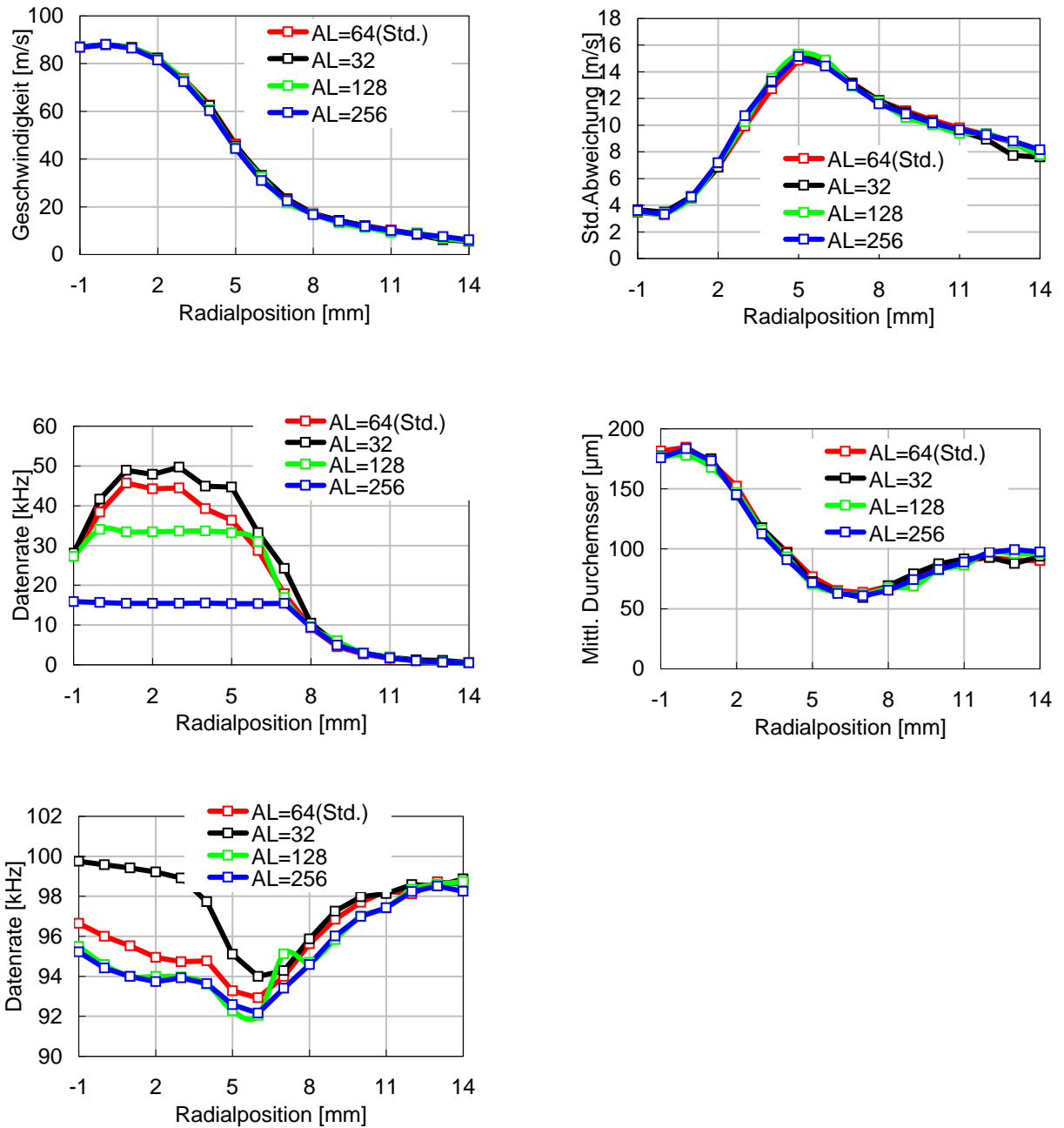


Abb. H.2: Geschwindigkeitsprofile, Standardabweichungen, Datenraten, Tropfendurchmesser und Validierung bei unterschiedlichen **Aufnahmelängen des Signals**

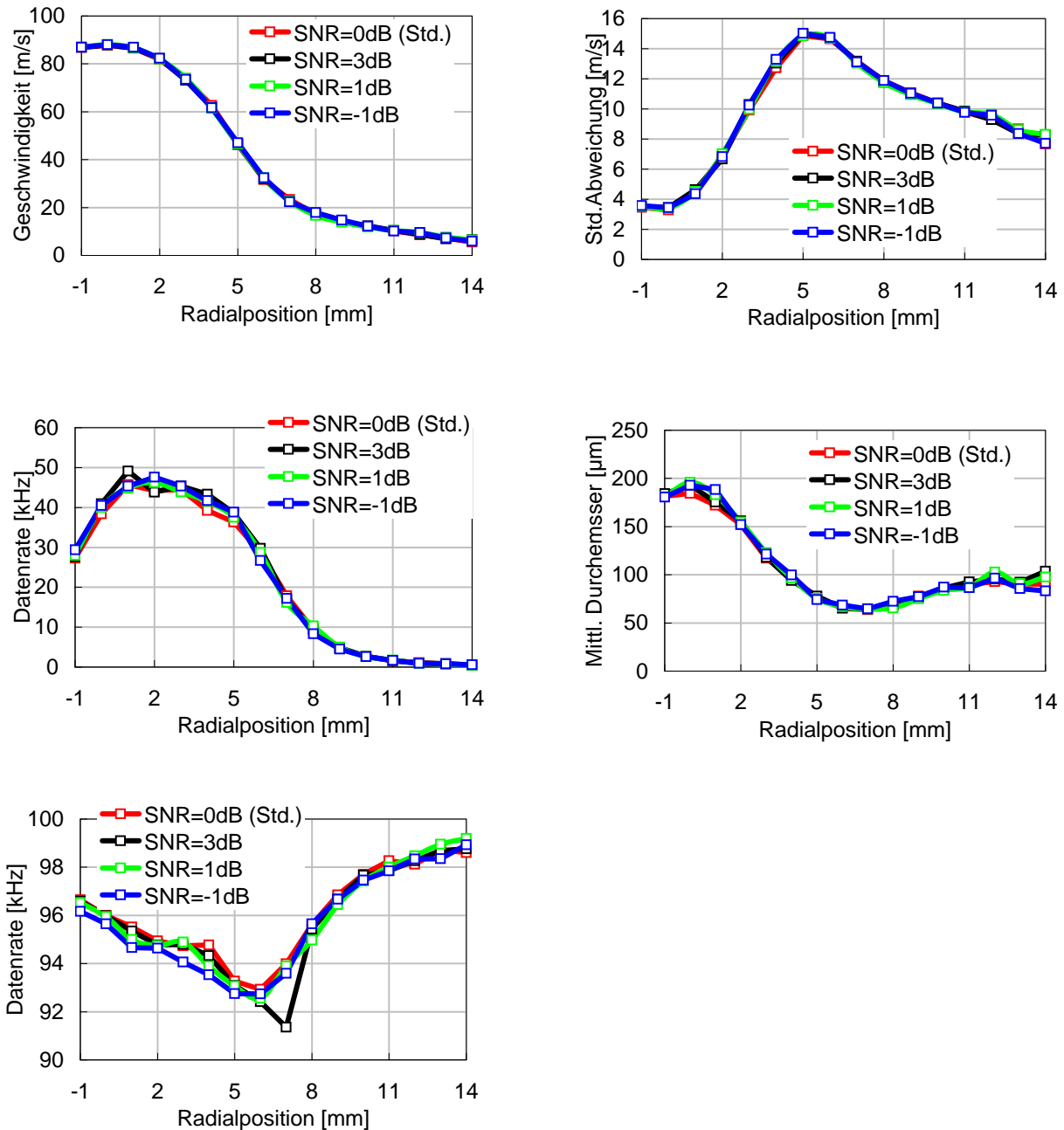


Abb. H.3: Geschwindigkeitsprofile, Standardabweichungen, Datenraten, Tropfendurchmesser und Validierung bei unterschiedlichen **Signal Rausch Verhältnissen** für die Validierung



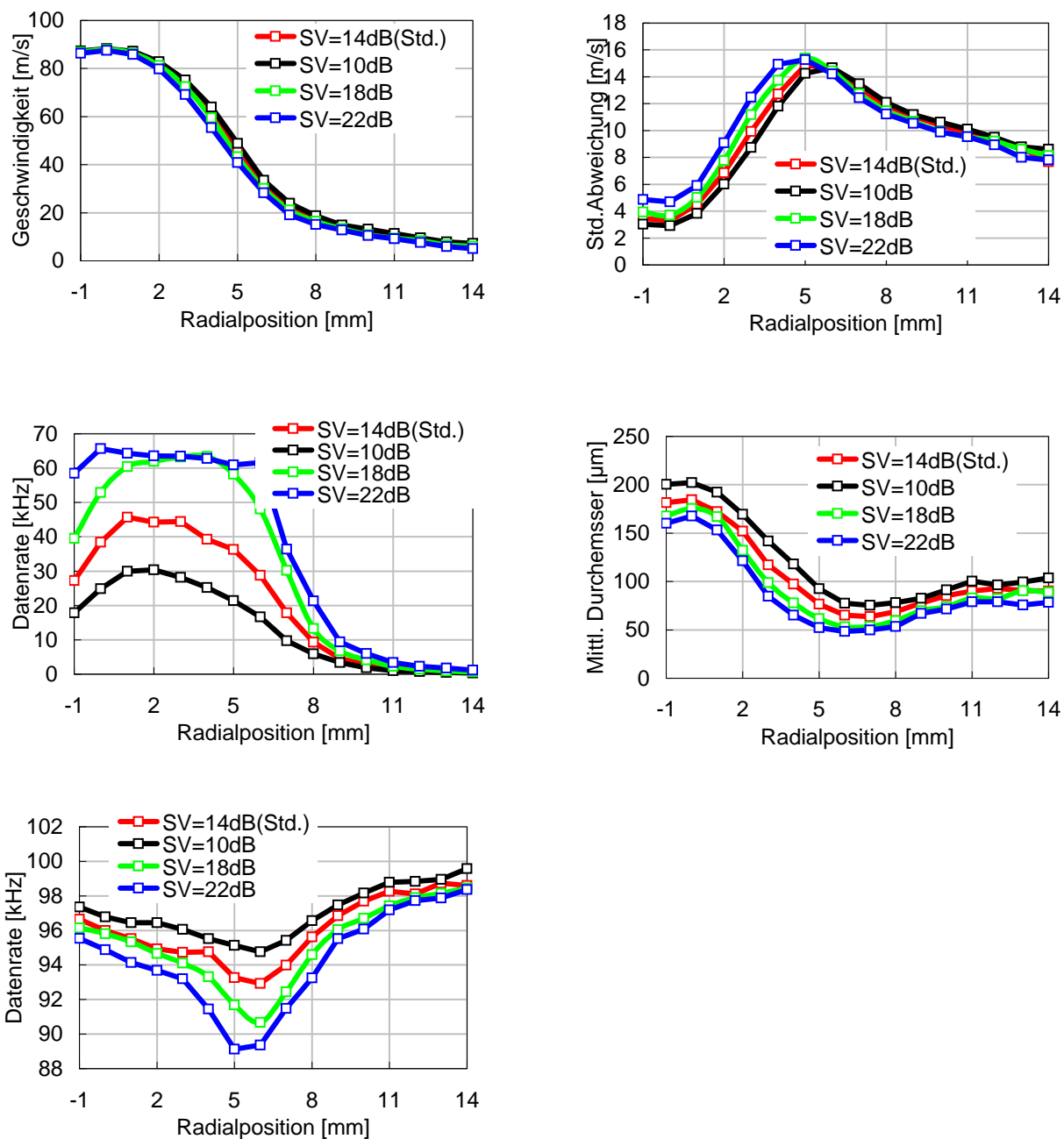


Abb. H.4: Geschwindigkeitsprofile, Standardabweichungen, Datenraten, Tropfendurchmesser und Validierung bei unterschiedlichen **Signalverstärkungen im Prozessor**

## H.2 Einfluss der Laserleistung

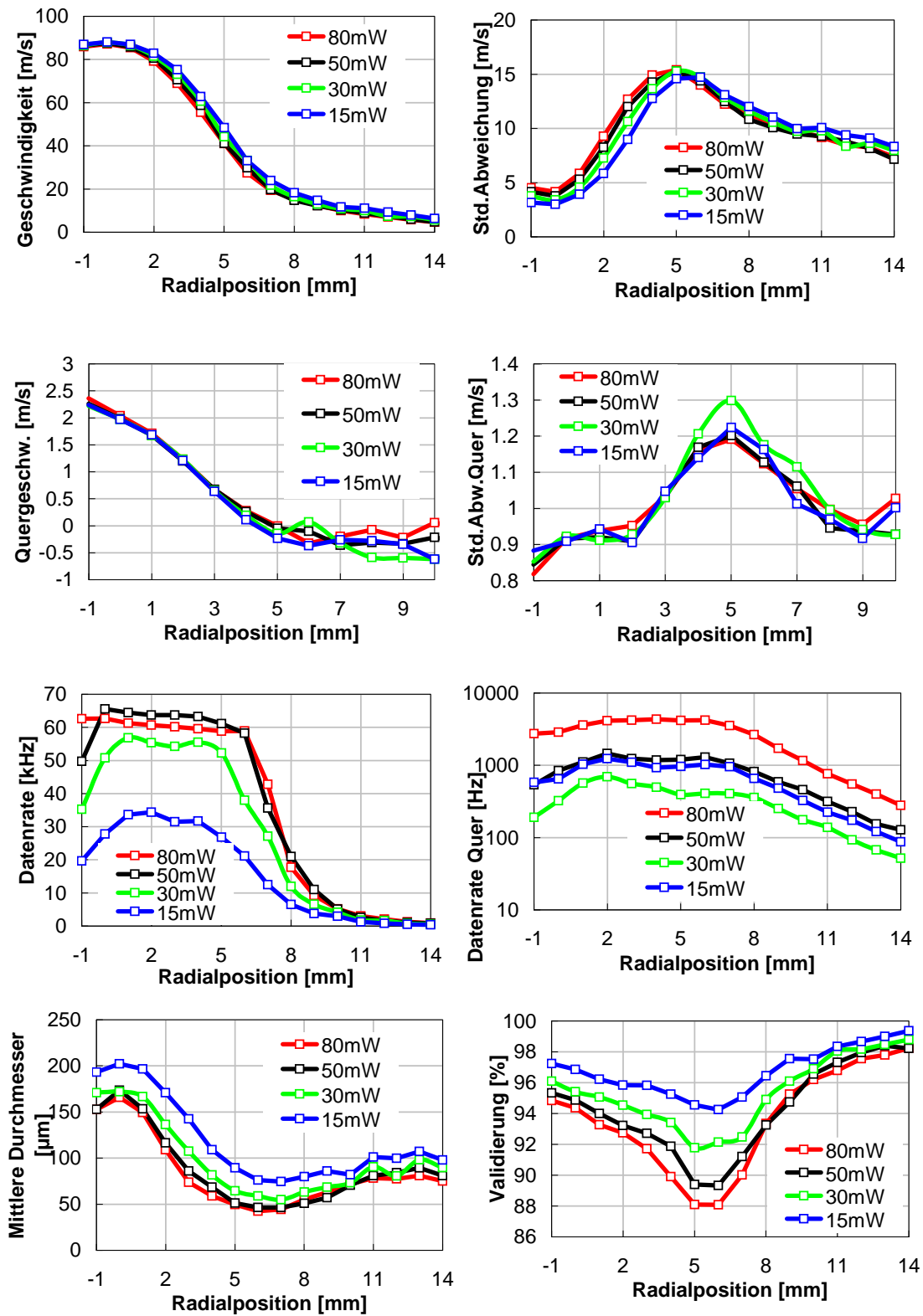


Abb. H.5: Geschwindigkeitsprofile, Standardabweichungen und Datenraten in Haupt- und Querrichtung sowie mittlere Tropfendurchmesser und Validierungsraten bei unterschiedlichen Laserleistungen

# Literaturverzeichnis

- [1] H. Albrecht, M. Borys, N. Damaschke, and C. Tropea. *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Springer Verlag, Heidelberg, 2003.
- [2] L. Araneo, A. Coghe, G. Brunello, and G. Cossali. Experimental investigation of gas density effects on diesel spray penetration and entrainment. *SAE Tech. Paper*, no.1999-01-0525, 1999.
- [3] L. Araneo and C. Tropea. Improving phase Doppler measurements in a diesel spray. *SAE Tech. Paper*, no.2000-01-2047, 2000.
- [4] A. Arbeau. *Etude de l'entrainement d'air dans un spray haute pression. Diagnostics optiques et application a l'injection diesel*. PhD thesis, Institute National Polytechnique de Toulouse, France, 2004.
- [5] C. Arcoumanis, M. Badami, H. Flora, and M. Gavaises. Cavitation in real-size multi-hole diesel injector nozzles. *SAE Tech. Paper*, no.2000-01-1249, 2000.
- [6] C. Arcoumanis and M. Gavaises. Effect of fuel injection processes on the structure of diesel sprays. *SAE Tech. Paper*, no.970799, 1997.
- [7] C. Arcoumanis and M. Gavaises. Linking nozzle flow with spray characteristics in a diesel fuel injection system. *Atomization and Spray*, vol.8, p.307-347, 1998.
- [8] S. Arndt, K. Gartung, T. Pauer, M. Staudt, and U. Renz. Analysis of high pressure sprays for diesel and SI engines with direct fuel injection: Evaluation of evaporation and spray induced turbulence. In *Proceedings of ILASS-Europe, Darmstadt, Germany*, 2000.
- [9] C. Badock. *Untersuchung zum Einfluß der Kavitation auf den primären Strahlzerfall bei der dieselmotorischen Einspritzung*. Dissertation, TU Darmstadt, Deutschland, 1999.
- [10] B. Balewski. *Private communication and unpublished documentation about X-ray measurements and the Inverse Radon Transformation*. Robert Bosch GmbH, Stuttgart, Germany, 2007.
- [11] C. Baumgarten. *Modellierung des Kavitationseinflusses auf den primären Strahlzerfall bei der Hochdruck-Dieseinspritzung*. Dissertation, TU Hannover, Deutschland, 2003.
- [12] W. Bergwerk. Flow pattern in diesel nozzle spray holes. In *Proceedings of Inst. Mech. Eng.*, vol.173, no.25, 1959.
- [13] M. Blessing, G. König, C. Krüger, U. Michels, and V. Schwarz. Analysis of flow and cavitation phenomena in diesel injection nozzles and its effects on spray and mixture formation. *SAE Tech. Paper*, no.2003-01-1358, 2003.
- [14] C. Brenner. *Cavitation and Bubble Dynamics*. Oxford University Press, Inc., 1995.
- [15] B. Brunn. *Kavitation und die Zugfestigkeit von Flüssigkeiten*. Dissertation, TU Darmstadt, Deutschland, 2006.
- [16] ANSYS CFX. *Manual, Release 10.0*. ANSYS, Inc., Canonsburg, PA, US, 2004.
- [17] H. Chaves and F. Geschner. Structures of a periodically excited liquid jet in a non-dimensional map. In *Proceedings of ILASS-Europe, Nottingham, UK*, 2004.
- [18] H. Chaves and C. Ludwig. Characterization of cavitation in transparent nozzles depending on the nozzle geometry. In *Proceedings of ILASS-Europe, Orleans, France*, 2005.

- [19] N. Damaschke, D. Kalantari, I. Roisman, and C. Tropea. Characterization of spray transport and spray/wall interactions using the IPI technique. In *Proceedings of ILASS-Europe, Orleans, France*, 2005.
- [20] J. Deppe, S. Wissel, C. Pauls, and G. Grünefeld. Gaseous and liquid phase velocity measurements in dense sprays by means of laser flow tagging. In *Proceedings of ICLASS, Kyoto, Japan*, 2006.
- [21] J. Desantes, J. Pastor, R. Payri, and J. Pastor. Experimental characterization of internal nozzle flow and diesel spray behavior. Part I: Non-evaporative conditions and Part II: Evaporative conditions. *Atomization and Sprays*, vol.15, p.517-543, 2005.
- [22] K. Dullenkopf, M. Willmann, S. Wittig, F. Schoene, M. Stiegelmeier, C. Tropea, and C. Mundo. Comparative mass flux measurements in spray using a patternator and the phase Doppler technique. In *Proceedings of Part. Syst. Charact.*, vol.15, p.81-89, 1998.
- [23] N. Dumont, O. Simonin, and C. Habchi. Cavitating flow in diesel injectors and atomization: a bibliographical review. In *Proceedings of ICLASS, Pasadena, CA, US*, 2000.
- [24] E. El-Hannouny, S. Gupta, C. Powell, and S. Cheong. Near-nozzle spray characterization of heavy-duty diesel injectors. *SAE Tech. Paper*, no.2003-01-3150, 2003.
- [25] AVL FIRE. *Manual, Version 8, CFD SOLVER v8. 4*. AVL FIRE, List, Austria, 2005.
- [26] M. Friedrich. *Untersuchung der Spraybildung von Kraftstoffinjektoren mittels 3D-Strömungssimulation unter der Berücksichtigung von Düseninnenströmungsinformationen*. Diplomarbeit, TU Darmstadt, Deutschland, 2004.
- [27] U. Frisch. *Turbulence*. Cambridge University Press, 1995.
- [28] L. Ganippa, G. Bark, S. Andersson, and Jerzy Chomiak. The structure of cavitation and its effects on the spray pattern in a single-hole diesel nozzle. *SAE Tech. Paper*, no.2001-01-2008, 2001.
- [29] O. Genge, K. Lucas, and P. Roosen. Optimierung von Zerstäuberdüsen durch experimentelle Anwendung evolutionärer Algorithmen und optischer Strömungsanalyse. *Final Presentation of the DFG Research Program : Atomization and Spray, Paper 3. 3*, Shaker Verlag, 2004.
- [30] M. Gnirß. *Inbetriebnahme eines Versuchsstandes zur Untersuchung der Innenströmung von Druckzerstäubern*. Diplomarbeit, TU Darmstadt, Deutschland, 2004.
- [31] K. Hanjalic and C. Tropea. *Modellierung und numerische Beschreibung technischer Strömungen*. Skript zur Vorlesung, Institut für Strömungslehre und Aerodynamik, TU-Darmstadt, Deutschland, 2006.
- [32] C. Heimgärtner. *Experimentelle Untersuchung des Primärzerfalls bei der Dieselmotorischen Einspritzung*. Abschlußbericht Primärzerfall der FVV, Aachen, Deutschland, 2002.
- [33] K. Heukelbach. *Untersuchung zum Einfluß der Düseninnenströmung auf die Stabilität von flächigen Flüssigkeitsstrahlen*. Dissertation, TU Darmstadt, Deutschland, 2003.
- [34] K. Heukelbach, S. Jakirlic, R. Nakic, and C. Tropea. Influence of turbulence on the stability of liquid sheets. In *Proceedings of ILASS-Europe, Zaragoza, Spain*, 2002.
- [35] K. Heukelbach and C. Tropea. Influence of the inner flowfield of flat fan pressure atomizers on the disintegration of the liquid sheet. In *Proceedings of ILASS-Europe, Zürich, Switzerland*, 2001.
- [36] H. Hiroyasu. Spray break-up mechanisms from the hole-type nozzle and its applications. *Atomization and Spray*, vol.10, p.511-527, 2000.

- [37] H. Hiroyasu, M. Arai, and M. Shimizu. Effect of flow conditions inside injector nozzle on jet breakup processes. *Recent Advances in Spray Combustion: Spray Atomization and Drop Burning Phenomena*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., chapter 7, p.173-184, 1995.
- [38] H. Hiroyasu, M. Arai, and M. Tabata. Structures of fuel sprays in diesel engines. *SAE Tech. Paper*, no.900475, 1990.
- [39] M. Hobbie and R. Eggers. Jet disintegration and drop formation in pressurized gases. *Final Presentation of the DFG Research Program : Atomization and Spray*, Shaker Verlag, 2004.
- [40] D. Hountalas, T. Zannis, G. Mavropoulos, V. Schwarz, and C. Ganzalez J. Benajes. Use of a multi-zone combustion model to interpret the effect of injector nozzle hole geometry on HD DI diesel engine performance and pollutant emissions. *SAE Tech. Paper*, no.2005-01-0367, 2005.
- [41] K. Huh and A. Gosman. A phenomenological model of diesel spray atomization. In *Proceedings of ICMF, Tsukuba, Japan*, 1991.
- [42] K. Huh, E. Lee, and J. Koo. Diesel spray atomization model considering nozzle exit turbulence conditions. *Atomization and Sprays*, vol.8, p.453-469, 1998.
- [43] U. Iben, M. Voß, and W. Bauer. Simulation of cavitating flow in small nozzle sized geometries. In *Proceedings of CFX Users Conference, München, Germany*, 2004.
- [44] A. Pawlowski R. Kneer, S. Vogel, and N. Peters. Investigation of the flow field between diesel sprays to characterize spray-spray interaction. In *Proceedings of ICLASS, Kyoto, Japan*, 2006.
- [45] J. Lacoste, C. Crua, M. Heikal, D. Kennaird, and M. Gold. PDA characterization of dense diesel sprays using a common rail injection system. *SAE Tech. Paper*, no.2003-01-3085, 2003.
- [46] A. Lefebvre. *Atomization and Sprays*. Hemisphere Publishing Corp., New York, 1989.
- [47] P. Leick. *Quantitative Untersuchungen zum Einfluss von Düsengeometrie und Gasdichte auf den Primärzerfallsbereich von Dieselsprays*. Dissertation, TU Darmstadt, Deutschland, 2008.
- [48] P. Leick, G. Bittlinger, and C. Tropea. Velocity measurements in the primary break-up region of diesel sprays at elevated back-pressures. In *Proceedings of FILITA, Portugal*, 2004.
- [49] J. Lim and K. Min. The effects of spray angle and piston bowl shape on diesel engine soot emissions using 3D CFD simulation. *SAE Tech. Paper*, no.2005-01-2117, 2005.
- [50] M. Linne, M. Paciaroni, and D. Sedarsky. Ballistic imaging of the liquid core for a jet in crossflow. In *Proceedings of ILASS-Europe, Orleans, France*, 2005.
- [51] T. Menard, P. Beau, S. Tanguy, F. Demoulin, and A. Berlemont. Primary breakup modeling part a: DNS, a tool to explore primary break up. In *Proceedings of ICLASS, Kyoto, Japan*, 2006.
- [52] T. Michel. *Entwicklung eines Versuchsstandes zur Untersuchung der Innenströmung in Zerstäubern*. Diplomarbeit, TU Darmstadt, Deutschland, 2003.
- [53] R. Morgan, J. Wray, D. Kennaird, C. Crua, and M. R. Heikal. The influence of injector parameters on the formation and break-up of a diesel spray. *SAE Tech. Paper*, no.2001-01-0529, 2001.
- [54] K. Nishida, S. Ceccio, D. Assanis, N. Tamaki, and H. Hiroyasu. Characteristics of cavitation flow in a simple hole nozzle. In *Proceedings of ICLASS, Seoul, South Korea*, 1997.

- [55] K. Nishida, S. Nomura, and Y. Matsumoto. Spray and mixture properties of group-hole nozzle for DI diesel engines. In *Proceedings of ICLASS, Kyoto, Japan*, 2006.
- [56] T. Nishimura and D. N. Assanis. A model for primary diesel fuel atomization based on cavitation bubble collapse energy. In *Proceedings of ICLASS, Pasadena, CA, US*, 2000.
- [57] B. Ofner. *Dieselmotorische Kraftstoffzerstäubung und Gemischbildung mit Common-Rail Einspritzsystemen*. Dissertation, TU München, Deutschland, 2001.
- [58] W. Ohnesorge. Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen. *Zeitschrift für angewandte Mathematik der Mechanik*, vol.16, p. 355-358, 1931.
- [59] P. O'Rourke and A. Amsden. The TAB method for numerical calculation of spray droplet breakup. *SAE Tech. Paper*, no.872089, 1987.
- [60] M. Paciaroni and M. Linne. Single-shot, two-dimensional ballistic imaging through scattering media. *Journal of Applied Optics*, vol.43, no.26, 2004.
- [61] M. Paciaroni, M. Linne, T. Hall, J. Delplanque, and T. Parker. Ballistic imaging for the liquid core of an atomization spray. In *Proceedings of ILASS-Europe, Nottingham, UK*, 2004.
- [62] Y. Pan and K. Suga. Large eddy simulation of turbulent liquid jets into air. In *Proceedings of ICLASS, Kyoto, Japan*, 2006.
- [63] M. Patterson and R. Reitz. Modeling the effects of fuel spray characteristics on diesel engine combustion and emission. *SAE Tech. Paper*, no.980131, 1996.
- [64] R. Phinney. The breakup of a turbulent liquid jet in a gaseous atmosphere. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 60, p.689-701, 1973.
- [65] S. Pope. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2000.
- [66] P. Rantanen, A. Valkonen, and A. Cronhjort. Measurements of a diesel spray with a normal size nozzle and a large scale nozzle. *International Journal of heat and fluid flow*, vol.20, p.545-551, 1999.
- [67] A. Rashkovan, B. Rivin, V. Kholmer, and E. Sher. Gas dissolved high quality gasoline spray by using CO<sub>2</sub>-dissolved mixture. In *Proceedings of ILASS-Europe, Zaragoza, Spain*, 2002.
- [68] R. Reitz. Modeling atomization processes in high-pressure vaporizing sprays. *Atomisation and Spray Technology*, vol.3, p.309-337, 1987.
- [69] R. Reitz and F. Bracco. Mechanisms of breakup of round liquid jets. *Encyclopedia of Fluid Mechanics*, vol.3, p. 233-249, 1986.
- [70] R. Reitz and R. Diwakar. Effect of drop break-up on fuel sprays. *SAE Tech. Paper*, no.860469, 1986.
- [71] T. Riedel. *Measurements of the fuel mass distribution in the spray of a standard Common rail injection system using monochromatic synchrotron radiation*. Diplomarbeit, University of Applied Science Esslingen, Deutschland, 2006.
- [72] I. Roisman, L. Araneo, and C. Tropea. Effect of ambient pressure on penetration of a diesel spray. *International Journal of Multiphase Flow*, vol.33, p.904-920, 2007.
- [73] I. Roisman and C. Tropea. *Multiphase Flow Handbook, Chapter 12: Droplet-Breakup, Coalescence and Wall Impact*. Not yet published.
- [74] S. Rost. *Untersuchung und Optimierung des hydroerosiven Strömungsschleifens anhand der Kantenverrundung von Kleinstbohrungen*. Diplomarbeit, TU Ilmenau, Deutschland, 2004.
- [75] H. Roth, M. Gavaises, and C. Arcoumanis. Cavitation initiation, its development and link with flow turbulence in diesel injector nozzles. *SAE Tech. Paper*, no.2002-01-0214, 2002.

- [76] H. Roth, E. Giannadakis, M. Gavaises, C. Arcoumanis, K. Omas, I. Sakata, M. Nakamura, and H. Yanagihara. Effect of multi-injection strategy on cavitation development in diesel injector nozzle holes. *SAE Tech. Paper*, no.2005-01-2098, 2005.
- [77] F. Ruiz and L. He. Turbulence inside a cavitating injector orifice: a different animal. In *Proceedings of ILASS-America, Davis, CA, US*, 1998.
- [78] R. Saliba. *Investigations experimentales sur les phenomenes de cavitation et d'atomization dans les injecteurs diesel*. PhD thesis, L'ecole centrale de Lyon, France, 2006.
- [79] H. Schlichting and K. Gersten. *Grenzschicht-Theorie*. Springer Verlag, Heidelberg, 1997.
- [80] B. Schneider. *Experimentelle Untersuchungen zur Spraystruktur in transienten, verdampfenden und nicht verdampfenden Brennstoffstrahlen unter Hochdruck*. Dissertation, ETH Zürich, Schweiz, 2003.
- [81] J. Scholz, K. Roetmann, and V. Beushausen. Influence of the internal flow conditions of slit nozzles on the stability of liquid sheets : Experimental results. In *Proceedings of ILASS-Europe, Sorrento, Italy*, 2003.
- [82] P. Schott. *Modellierung und Simulation des Strahlzerfalls bei der Dieselhochdruckdirekteinspritzung unter besonderer Berücksichtigung lokaler Turbulenz- und Geschwindigkeitsinformationen*. Dissertation, TU Darmstadt, Deutschland, 2007.
- [83] C. Schugger and U. Renz. Experimental investigation of the primary breakup zone of high pressure diesel sprays from multi-orifice nozzles. In *Proceedings of ILASS-Europe, Sorrento, Italy*, 2003.
- [84] J. Sinclair. *Private communication and unpublished documentation about LES and VOF simulations inside and outside atomizing nozzles*. Victorian Partnership for Advanced Computing, Australia, 2006.
- [85] C. Soteriou, R. Andrews, and M. Smith. Direct injection diesel sprays and the effect of cavitation and hydraulic flip on atomization. *SAE Tech. Paper*, no.950080, 1995.
- [86] C. Soteriou, R. Andrews, and M. Smith. Further studies of cavitation and atomization in diesel injection. *SAE Tech. Paper*, no.1999-01-1486, 1999.
- [87] A. Sou, M. Ilham, S. Hosokawa, and A. Tomiyama. Effects of cavitation in a nozzle on liquid jet atomization. In *Proceedings of ICLASS, Kyoto, Japan*, 2006.
- [88] S. Sovani, J. Crofts, P. Sojka, J. Gore, and W. Eckerle. Structure and steady-state spray performance of an effervescent diesel injector. *Fuel*, vol.84, p.1503-1514, 2005.
- [89] S. Sovani, P. Sojka, and A. Lefebvre. Effervescent atomization. *Progress in Energy and Combustion Science*, vol.27, p.483-521, 2001.
- [90] S. Spehr. *Validierung von Turbulenzmodellen mit Messdaten am Beispiel der Innenströmung einer Modelldüse*. Master's thesis, Universität Karlsruhe, Deutschland, 2006.
- [91] V. Srinivasan, A. Salazar, and K. Saito. Computational prediction of the flow inside cavitating injectors by supplementing a homogeneous equilibrium model (HEM) with a pressure equation. In *Proceedings of ICLASS, Kyoto, Japan*, 2006.
- [92] M. Stahl, N. Damaschke, and C. Tropea. Experimental investigation of turbulence and cavitation inside a pressure atomizer and optical characterization of the generated spray. In *Proceedings of ICLASS, Kyoto, Japan*, 2006.
- [93] M. Stahl, M. Gnirss, N. Damaschke, and C. Tropea. Laser Doppler measurements of in-nozzle fluid flow and the optical characterisation of the generated spray. In *Proceedings of ILASS-Europe, Orleans, France*, 2005.
- [94] C. Stratmann and R. Kneer. *Untersuchung von Einspritzstrahlen bei erhöhtem Umgebungsdruck mit der Phasen-Doppler Anemometrie*. Auftragsmessungen für die Robert



- Bosch GmbH durchgeführt vom Lehrstuhl für Wärmeübertragung und Klimatechnik der TU Aachen, Deutschland, 2005.
- [95] C. Stratmann and R. Kneer. *Untersuchung von Einspritzstrahlen bei erhöhtem Umgebungsdruck mit Durchlichtvisualisierung*. Auftragsmessungen für die Robert Bosch GmbH durchgeführt vom Lehrstuhl für Wärmeübertragung und Klimatechnik der TU Aachen, Deutschland, 2005.
  - [96] C. Stratmann, D. Martin, and R. Kneer. *Untersuchung der Einspritzstrahlen eines Common-Rail Injektors mit der Phasen-Doppler Anemometrie*. Auftragsmessungen für die Robert Bosch GmbH durchgeführt vom Lehrstuhl für Wärmeübertragung und Klimatechnik der TU Aachen, Deutschland, 2006.
  - [97] B. Stuke. *Private communication and unpublished documentation about nozzle flow simulations of diesel injectors*. Robert Bosch GmbH, Stuttgart, Germany, 2006.
  - [98] T. Su, M. Patterson, R. Reitz, and P. Farrell. Experimental and numerical studies of high pressure multiple injection sprays. *SAE Tech. Paper*, no.960861, 1996.
  - [99] S. Subramaniam and P. O'Rourke. *Numerical Convergence of the KIVA-3 Code for Sprays and its Implications for Modeling*. Los Alamos Laboratory Report UR-98-5465, Los Alamos, US, 1998.
  - [100] N. Tamaki, K. Nishida, and H. Hiroyasu. Promotion of the atomization of a liquid jet by a cavitation in a nozzle hole. In *Proceedings of ILASS-Europe, Manchester, UK*, 1998.
  - [101] N. Tamaki, K. Nishida, H. Hiroyasu, and M. Shimizu. Effects of internal flow in a nozzle hole on the breakup process of a liquid jet. In *Proceedings of ICLASS, Seoul, South Korea*, 1997.
  - [102] N. Tamaki, M. Shimizu, and H. Hiroyasu. Enhanced atomization of a liquid jet by cavitation in a nozzle hole. In *Proceedings of ICLASS, Pasadena, CA, US*, 2000.
  - [103] N. Tamaki, M. Shimizu, and H. Hiroyasu. Atomization enhancement of the spray and improvement of the spray characteristics by cavitation and pin inserted in the nozzle hole. In *Proceedings of ILASS-Europe, Sorrento, Italy*, 2003.
  - [104] N. Tamaki, S. Shimizu, and H. Hiroyasu. Effects of geometric shapes of high-efficiency atomization enhancement nozzle on atomization characteristics. In *Proceedings of ILASS-Europe, Orleans, France*, 2005.
  - [105] F. Tanner. Liquid jet atomization and droplet breakup modeling of non-evaporating diesel fuel sprays. *SAE Tech. Paper*, no.970050, 1997.
  - [106] F. Tanner. Development and validation of a cascade atomization and drop breakup model for high-velocity dense sprays. *Atomization and Sprays*, vol.14, p.211-242, 2004.
  - [107] E. Villiers, A. Gosman, and H. Weller. Large eddy simulation of primary diesel spray atomization. *SAE Tech. Paper*, no.2004-01-0100, 2004.
  - [108] E. von Berg, A. Alajbegovic, D. Greif, A. Poredos, R. Tatschl, E. Winkelhofer, and L. Gannippa. Primary breakup model for diesel jets based on locally resolved flow field in the injector hole. In *Proceedings of ILASS-Europe, Zaragoza, Spain*, 2002.
  - [109] J. Walther. *Quantitative Untersuchung der Innenströmung in kavitierenden Dieseleinspritzdüsen*. Dissertation, TU Darmstadt, Deutschland, 2002.
  - [110] P. Walzel. Advantages and limits in large scale modeling of atomizers. In *Proceedings of ICLASS*, p.187-194, 1982.
  - [111] B. Weigand. *Höhere Wärmeübertragung*. Skript zur Vorlesung, Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt, Universität Stuttgart, Deutschland, 1999.

- [112] G. Williams. *Combustion Theory: Fundamental Theory of Chemically Reacting Flow Systems*. Addison-Wesley Publishing Company Inc., Massachusetts, US, 1965.
- [113] P. Wu, R. Miranda, and G. Faeth. Effects of initial flow conditions on primary breakup of nonturbulent and turbulent round liquid jets. *Atomization and Sprays*, vol.5, p.175-196, 1995.
- [114] Q. Xinqi, H. Zhen, Y. Cunxian, L. Jianjiang, and C. Hongyan. LDV measurement of spray of diesel fuel containing dissolved gas. In *Proceedings of ICLASS, Sorento, Italy*, 2003.
- [115] F. Young. *Cavitation*. McGraw-Hill Inc., 1989.
- [116] Y. Yue, C. Powell, R. Poola, and J. Wang. Quantitative measurements of diesel fuel spray characteristics in the near nozzle region using X-ray absorption. *Atomization and Sprays*, vol.11, p.471-490, 2001.
- [117] A. Yule, A. Dalli, and K. Yeong. Transient cavitation and separation in a scaled up model of a VCO orifice. In *Proceedings of ILASS-Europe, Manchester, UK*, 1998.
- [118] A. Yule and D. Salters. On the distance required to atomize diesel sprays injected from orifice-type nozzles. *Proceedings of Inst. Mech. Engrs.*, vol.209, p.217-226, 1995.

# Lebenslauf

## Persönliche Daten

---

Name:	Martin Stahl
Geburtsdatum:	21. Februar 1976
Geburtsort:	Bernau

## Schulausbildung

---

1982 - 1990	Carl-Fugger-Oberschule Bernau
1990 - 1996	Lise-Meitner-Gymnasium Remseck

## Zivildienst

---

1996 - 1997	Rettungssanitäter beim ASB Ludwigsburg
-------------	--

## Studium

---

1997 - 2003	Studium der Luft- und Raumfahrttechnik an der Universität Stuttgart
-------------	---

## Tätigkeit

---

2003 - 2004	Entwicklungsingenieur für Lasermaschinen bei der Trumpf Laser- und Systemtechnik GmbH in Ditzingen
2004 - 2007	Promotion bei der Robert Bosch GmbH in Stuttgart, Abt. CR/ARH
Seit 2007	Entwicklungsingenieur bei der Robert Bosch GmbH in Schwieberdingen, Abt. GS-FI/ENI